

Одномерные и нуль-мерные электронные системы над жидким гелием (Обзор)

Ю. З. Ковдря

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

Статья поступила в редакцию 12 июля 2002 г.

Дан обзор экспериментальных и теоретических исследований одномерных и нуль-мерных электронных систем, локализованных вблизи поверхности жидкого гелия. Кратко рассмотрены свойства электронных состояний над плоской поверхностью жидкого гелия, в том числе над тонкими слоями гелия. Обсуждаются способы реализации одномерных и нуль-мерных электронных систем и результаты экспериментального и теоретического исследования их свойств. Описаны эксперименты по изучению процессов локализации в квазиодномерных электронных системах. Рассмотрены коллективные эффекты в таких системах, обсуждаются возможности использования низкоразмерных электронных систем на поверхности жидкого гелия для создания электронных приборов и квантовых компьютеров.

Надано огляд експериментальних та теоретичних досліджень одновимірних та нуль-вимірних електронних систем, локалізованих поблизу поверхні рідкого гелію. Коротко розглянуто властивості електронних станів над плоскою поверхнею рідкого гелію, в тому числі над тонкими шарами гелію. Обговорюються способи реалізації одновимірних і нуль-вимірних електронних систем та результати експериментального й теоретичного дослідження їх властивостей. Описано експерименти по вивченню процесів локалізації в квазіодновимірних електронних системах. Розглянуто колективні ефекти в таких системах, обговорюються можливості використання низьковимірних електронних систем на поверхні рідкого гелію для створення електронних приладів та квантових комп'ютерів.

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

Содержание

Введение	108
1. Поверхностные электроны над плоской границей жидкий гелий—пар.	109
1.1. Спектр электронов над жидким гелием	109
1.2. Электроны над тонкими слоями жидкого гелия	111
2. Одномерные и квазиодномерные электронные системы над жидким гелием	112
2.1. Характеристики одномерной электронной системы. Спектр электронов. Влияние магнитного поля	112
2.2. Реализация квазиодномерной электронной системы над жидким гелием	113
2.3. Электронный транспорт в квазиодномерных электронных системах	114
2.4. Кинетические свойства электронов в системах, близких к одномерным	116
2.5. Электронный транспорт в магнитном поле	120
2.6. Слабая локализация в квазиодномерных электронных системах над жидким гелием.	122

3. Коллективные эффекты в квазиодномерных и одномерных электронных системах	124
3.1. Плазменные колебания	124
3.2. Переход в упорядоченное состояние	126
4. Нуль-мерные электронные системы над жидким гелием.	128
4.1. Полярные состояния электронов на поверхности жидкого гелия. Локализация электронов в поляронах над гелиевой пленкой	128
4.2. Связанные состояния электрон—положительный ион: диплоны	134
4.3. Электроны, локализованные над наноструктурами	138
5. Микроэлектроника и биты для квантовых компьютеров с использованием поверхностных электронов	139

Введение

Систематические исследования двумерной электронной системы над жидким гелием начались практически сразу после появления теоретических работ Коула и Коэна [1] и Шикина [2], в которых были предсказаны поверхностные электронные состояния над жидким гелием. Двумерная электронная система над поверхностью квантовых жидкостей оказалась практически идеальной для экспериментальных и теоретических исследований низкоразмерных систем в силу ее исключительной однородности и чистоты. Важной особенностью этой системы является то, что она подчиняется классической Больцмановской статистике и состоит из частиц с сильным неэкранированным кулоновским взаимодействием. Последнее обстоятельство приводит к появлению таких интересных особенностей в поведении этой системы, как, например, вигнеровская кристаллизация. Кроме того, подложка (поверхность жидкого гелия), на которой формируется двумерный электронный слой, является «мягкой», и электроны могут ее деформировать.

Изучению двумерной электронной системы над жидким гелием посвящен ряд обзоров и монографий [3,4].

В настоящем обзоре рассмотрены свойства одномерных и нуль-мерных электронных систем вблизи поверхности жидкого гелия, т. е. систем, у которых, кроме локализации частиц перпендикулярно поверхности жидкости, имеет место еще и дополнительная локализация вдоль поверхности раздела жидкость—пар.

Двумерная электронная система над жидким гелием — одна из наиболее простых физических систем. Многие ее свойства можно рассчитать с большой точностью, что позволило произвести надежное сравнение результатов расчета с опытом. В последние годы резко возрос интерес к изучению систем с более низкой размерностью — одномерных и нуль-мерных зарядовых систем. Такие исследования важны с точки зрения не только понимания

фундаментальных физических закономерностей, но и различных технических приложений. Одномерные и квазиодномерные электронные системы обычно реализуются в тонких металлических проволочках и полупроводниковых структурах, нуль-мерные системы создаются с использованием сложных технологических процессов на основе полупроводниковых материалов. Изготовление как металлических проволочек, так и высококачественных полупроводниковых структур представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Диссипативные процессы в таких системах определяются многими плохо контролируемыми факторами, такими как наличие примесей, способ приготовления и т.д. В этой связи представляет интерес получить и исследовать одномерные и нуль-мерные электронные системы над жидким гелием, которые будут обладать всеми преимуществами поверхностных электронов по сравнению с другими низкоразмерными системами. В частности, в системах с пониженной размерностью, полученных с использованием поверхностных электронов, в силу слабого взаимодействия электронов с поверхностью жидкого гелия можно ожидать малых диссипативных потерь носителей, высоких подвижностей, достаточно узких линий межуровневых электронных переходов. Еще одно преимущество указанных низкоразмерных систем — возможность легко управлять их свойствами: характеристиками потенциальных ям, в которых локализованы частицы; концентрацией носителей; степенью диссипации и т.д. В последнее время исследования одномерных и нуль-мерных электронных систем над жидким гелием развиваются довольно интенсивно и получены новые интересные результаты.

В обзоре будут кратко перечислены основные свойства двумерной электронной системы над жидким гелием, необходимые для понимания поведения электронных систем с более низкой размерностью, и рассмотрены основные работы, как экспериментальные, так и теоретические, касающиеся квазиодно-

мерных, одномерных и нуль-мерных электронных систем над жидким гелием.

1. Поверхностные электроны над плоской границей жидкий гелий—пар

1.1. Спектр электронов над жидким гелием

Возникновение поверхностных электронных состояний над жидким гелием обусловлено наличием электростатических сил притяжения поляризационного характера, действующих на электрон со стороны жидкого гелия, и потенциального барьера, препятствующего проникновению электрона в жидкость. Электрон, таким образом, оказывается захваченным в одномерную потенциальную яму, и его движение является свободным вдоль поверхности и квантованным в направлении, перпендикулярном поверхности жидкости (см. рис. 1). Энергетический спектр электронов, локализованных над поверхностью жидкого гелия, рассчитали Коул и Коэн [1] и независимо Шикин [2].

Потенциальную энергию электрона вблизи поверхности жидкого гелия приближенно можно представить в виде

$$V(z) = \begin{cases} -\frac{\Lambda}{z}, & z \geq 0, \\ V_0, & z < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь

$$\Lambda = \frac{e^2(\epsilon - 1)}{4(\epsilon + 1)}$$

(e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая постоянная жидкого гелия), z — координата, перпендикулярная поверхности жидкости. Величина Λ для жидкого гелия оказывается малой в силу того, что

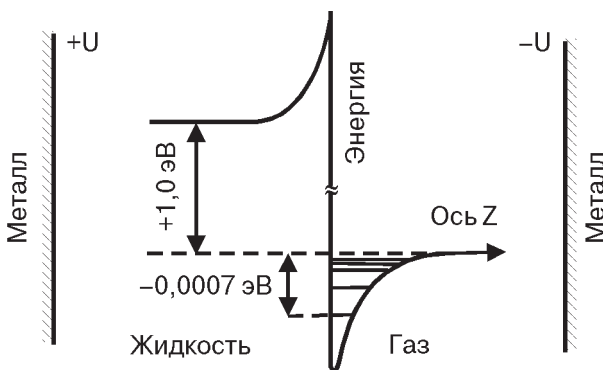


Рис. 1. Схематическое расположение электронных уровней вблизи поверхности жидкого гелия.

его диэлектрическая постоянная близка к единице ($\epsilon = 1,057$).

Величина потенциального барьера V_0 , препятствующего проникновению электрона внутрь жидкости, была измерена Вулфом и Рейфилдом [5] и оказалась достаточно большой (~ 1 эВ), поэтому при расчетах можно принять, что $V_0 \rightarrow \infty$.

Энергетический спектр поверхностных электронов (ПЭ) можно рассчитать, решив уравнение Шредингера и предполагая потенциальную энергию электрона равной (1) с $V_0 = \infty$. Спектр электронов при этом имеет следующий вид:

$$\epsilon_l(k) = \Delta_l^{(0)} + \hbar^2 k^2 / 2m, \quad \Delta_l^{(0)} = -\Delta / l^2, \quad (2)$$

$$\Delta = m\Lambda^2 / 2\hbar^2.$$

Здесь m — масса электрона, \hbar — постоянная Планка, k — двумерный волновой вектор электрона вдоль поверхности жидкости, $l = 1, 2, 3, \dots$ — номер состояния. Первое слагаемое описывает квантованное движение электрона перпендикулярно поверхности жидкости, а второе обусловлено свободным движением электрона вдоль поверхности. Как видно, спектр, описывающий движение электрона перпендикулярно поверхности жидкости, является водородоподобным. При этом волновые функции основного и первого возбужденного состояний имеют вид

$$\psi_l(\mathbf{r}, z) = f_l(z) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}; \quad f_1(z) = 2\gamma^{3/2} z \exp(-\gamma z),$$

$$f_2(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma^{3/2} z \left(1 - \frac{\gamma z}{2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma z}{2}\right), \quad \gamma = \frac{m\Lambda}{\hbar^2}. \quad (3)$$

Энергия связи электрона в основном состоянии составляет $\Delta \approx 8$ К, среднее расстояние электрона от поверхности жидкости в основном энергетическом состоянии $\langle z \rangle_1$ оказывается много больше межатомного расстояния в жидком гелии. Для жидкого ^4He величина $\langle z \rangle_1 = 114 \text{ \AA}$, $\langle z \rangle_2 = 456 \text{ \AA}$. Для жидкого ^3He , поскольку его диэлектрическая постоянная меньше аналогичной величины для ^4He , указанные расстояния несколько больше.

При более точном рассмотрении задачи необходимо учитывать конечность потенциального барьера V_0 и искажение потенциала на малых расстояниях от поверхности. Это приводит к некоторым поправкам в энергетическом спектре [6].

Важно, что для существования поверхностных электронных состояний необходимо наличие потенциального барьера, препятствующего проникновению электрона внутрь среды. Веществами, в которых такой потенциальный барьер существует, являются, кроме гелия, жидкие и твердые водород и неон, для которых Трояновский, Володин и Хайкин

тоже наблюдали поверхностные электронные состояния [7,8]. Однако, поскольку диэлектрическая постоянная этих веществ больше, чем жидкого гелия, энергия связи электронов со средой существенно превышает аналогичную величину для жидкого гелия, а $\langle z \rangle_l$ намного меньше. Так, для твердого водорода величина $\Delta = 150$ К, а $\langle z \rangle_l = 25$ Å.

Обычно эксперименты с поверхностными электронами над жидким гелием проводятся в прижимающих электрических полях. При наличии электрического поля E_{\perp} , перпендикулярного поверхности жидкости, потенциальная энергия $V(z)$ может быть записана как

$$V(z) = \begin{cases} -\frac{\Lambda}{z} + eE_{\perp}z & \text{при } z > 0, \\ \infty & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Расчеты показывают, что прижимающее поле заметно деформирует дискретную часть спектра. Такие расчеты проще провести для сильного прижимающего поля. В этом пределе энергетический спектр и волновые функции электронов имеют следующий вид:

$$\Delta_l = \xi_l \frac{eE_{\perp}}{\gamma^*}; \quad f_l(z) = \frac{\sqrt{\gamma^*}}{|Ai'(-\xi_l)|} Ai(\gamma^*z - \xi_l), \quad (5)$$

$$\gamma^* = \left(\frac{2meE_{\perp}}{\hbar^2} \right)^{1/3}.$$

Здесь $Ai(x)$ и $Ai'(x)$ — функция Эйри и ее производная, ξ_l — абсолютные величины ее нулей ($\xi_1 = 2,238$, $\xi_2 = 4,088$). Равенство (5) справедливо, если выполняется условие $\Lambda\gamma^* \ll \Delta_l$. Влияние прижимающего электрического поля на спектр поверхностных электронов было рассмотрено Граймсом, Брауном, Бернсом и Зипфелем [6].

Первые эксперименты с поверхностными электронами над жидким гелием были связаны с исследованием особенностей их движения вдоль поверхности жидкости. Шикин, Ковдря и Рыбалко [9] время-пролетным методом измеряли подвижность электронов μ над жидким гелием в слабом прижимающем электрическом поле. Было обнаружено, что величина μ при относительно высоких температурах практически совпадает с подвижностью электронов в газообразном гелии в трехмерном случае. Измерения подвижности ПЭ в области температур 1,2–4 К были проведены Соммером и Таннером [10] емкостным методом, что позволило использовать достаточно большие прижимающие электрические поля. Обнаружено заметное отличие подвижности от аналогичной величины в трехмерном случае. Первые измерения энергетического спектра поверхностных электронов над жидким ^4He провели

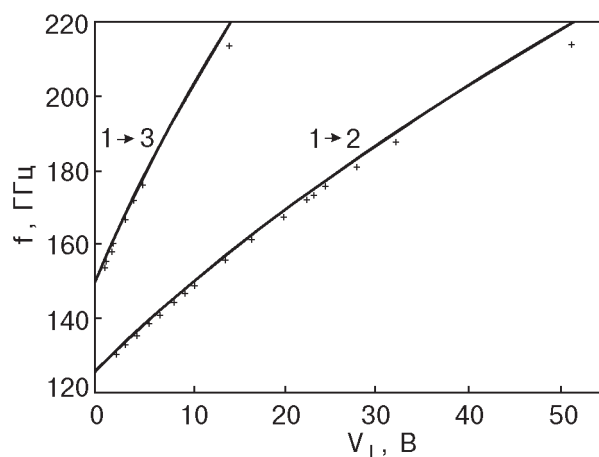


Рис. 2. Переходы 1→2 и 1→3 для электронов над жидким ^4He в зависимости от прижимающего потенциала [6]. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

Граймс и Браун [11], впоследствии эти измерения были продолжены в [6]. Полученные результаты в виде зависимости частоты переходов электронов f с одного энергетического уровня на другой приведены на рис. 2. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и теоретического расчета. Энергетический спектр ПЭ в больших прижимающих полях измеряли Ламберт и Ричардс [12]. Было установлено, что частоты переходов с увеличением прижимающего поля до 2000 В/см возрастают в несколько раз. Энергетический спектр поверхностных электронов над жидким ^3He измеряли Володин и Эдельман [13].

Подвижность поверхностных электронов при относительно высоких температурах определяется их рассеянием атомами гелия в паре, а при $T < 0,8$ К — взаимодействием электронов с тепловыми возбуждениями поверхности жидкого гелия (риплонами). Теоретически подвижность ПЭ в области газового рассеяния рассматривал Сайто, а в области риплонного рассеяния — Шикин и Монарха (см. [3,4]). Экспериментально влияние электрон-риплонного взаимодействия впервые наблюдали Рыбалко, Ковдря и Есельсон [14] и Граймс и Адамс [15]. Изучение переноса электронов в 2D системе над жидким гелием в магнитном поле началось с работ ван дер Сандена, ван дер Хейдена, де Вале, Гийсмана [16] и Стоуна, Фузони, Ли, Абдел-Гадера [17], после чего появилось большое количество работ, посвященных этому вопросу (см., например, [18,19]).

Исследование двумерной системы электронов над жидким гелием дает информацию, с одной стороны, о свойствах поверхности квантовой жидкости, а с другой стороны, о поведении самой дву-

мерной электронной системы, в частности, о коллективных эффектах, которые наблюдаются в двумерном электронном слое. Плазменные колебания в двумерном слое ПЭ обнаружили и исследовали Граймс и Адамс [15]. Маст, Дам и Феттер [20], а также Глаттли, Андрей, Девил, Пуатрено и Вильямс [21] обнаружили краевые магнитоплазмоны в двумерной системе электронов, причем, как оказалось, существует несколько ветвей магнитоплазменных колебаний, распространяющихся вдоль границы электронного слоя [22,23].

Пожалуй, наиболее интересным явлением, возникающим в двумерной системе ПЭ, является переход в кристаллическое состояние. Возможность существования электронного кристалла была рассмотрена еще в 1934 г. Вигнером [24]. Система ПЭ над жидким гелием оказалась наиболее подходящим объектом для исследования этого явления. Кристаллизацию в электронном слое впервые обнаружили Граймс и Адамс [25] по появлению связанных фонов-риплонных резонансов, а впоследствии Рыбалко, Есельсон и Ковдря [26] и Дам с сотрудниками [27] по возникновению особенностей в поведении электронной подвижности в различных прижимающих электрических полях. Кинетические и динамические свойства электронов над жидким ^3He , в том числе и в области кристаллического состояния, изучали Коно с сотрудниками [28].

1.2. Электроны над тонкими слоями жидкого гелия

На электрон, находящийся вблизи поверхности пленки жидкого гелия, покрывающей твердую подложку, действует сила притяжения как со стороны гелия, так и со стороны подложки. Диэлектрическая постоянная большинства твердых веществ намного больше диэлектрической постоянной жидкого гелия. В соответствии с этим возрастает сила поляризационного притяжения, что приводит к существенному изменению энергетического спектра поверхностных электронов.

Теоретически спектр электронных поверхностных состояний над пленкой гелия впервые рассчитали Шикин и Монарха [29]. Согласно [29], потенциал сил изображения в хорошем приближении можно представить в виде

$$V(z) = -\frac{\Lambda}{z} - \frac{\Lambda_1}{d} + F_d z, \quad z > 0, \quad (6)$$

$$\Lambda_1 = \frac{e^2 \varepsilon (\varepsilon_d - \varepsilon)}{(1 + \varepsilon)^2 (\varepsilon_d + \varepsilon)}, \quad F_d = \frac{\Lambda_1}{d^2},$$

где ε_d — диэлектрическая постоянная подложки. Отсюда видно, что наличие подложки сводится к

появлению дополнительного прижимающего электрического поля. Для пленок толщиной $\sim 300 \text{ \AA}$ эффективное прижимающее поле достаточно велико, и спектр поверхностных электронов имеет вид

$$\Delta_l = -\frac{\Lambda_1}{d} + \xi_l \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^{1/3} F_d^{2/3}, \quad (7)$$

где ξ_l — нули функции Эйри из (5).

Из (7) следует, что спектр поверхностных электронов над гелиевой пленкой аналогичен спектру ПЭ над массивным гелием при наличии прижимающего поля. Отметим, что характерные значения энергии связи весьма существенно отличаются от аналогичных величин для массивного гелия. Так, энергия связи электронов над пленкой толщиной $\sim 300 \text{ \AA}$ для типичного значения диэлектрической постоянной твердой подложки $\varepsilon_d = 5$ составляет $\sim 100 \text{ K}$.

Энергетический спектр поверхностных электронов для очень тонких слоев жидкого гелия на металлической подложке рассчитали Габович, Ильченко и Пашицкий [30]. Спектр электронов в этом случае отличается от (7) и имеет вид

$$\Delta_l = \frac{e^2}{32a_0} \left[1 - \frac{3}{4} + \frac{1}{\pi} \left(\frac{2d}{a_0} \right)^{1/2} \right]^{-2}, \quad l > 1, \quad (8)$$

где $a_0 = \hbar^2 / me^2$. Согласно этому расчету, для $d = 65 \text{ \AA}$ расстояние между уровнями 1 и 2 составляет $E_{12} \approx 1200 \text{ K}$; соответствующая частота перехода находится в субмиллиметровом диапазоне СВЧ колебаний.

Поверхностные электроны над пленкой жидкого гелия были впервые зарегистрированы по наблюдению стекания заряда на поверхность жидкого гелия с покрытых пленкой диэлектрических стенок экспериментальной ячейки [31]. Связанные электронные состояния с использованием подобной методики также обнаружили на металлической подложке Володин, Хайкин и Эдельман [32].

Существенно, что энергия связи ПЭ над гелиевой пленкой велика и зависит от толщины пленки. Реально поверхности твердых веществ являются шероховатыми с характерным размером шероховатости $10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}$. Поэтому электроны над гелиевой пленкой находятся в некотором случайном потенциале, представляющем собой набор потенциальных ям и горбов. Электроны в этом случае могут локализоваться в потенциальных ямах. Поэтому подвижность электронов над гелиевой пленкой, как правило, очень низка. На кинетические свойства электронов над гелиевой пленкой может оказывать влияние еще один эффект, который предсказал Мо-

нарха [33]. Дело в том, что под действием большого прижимающего поля, действующего на электрон со стороны подложки, возможно образование лунки, своеобразного полярона, движение которого связано с перетеканием нормальной компоненты в гелиевой пленке. Согласно теоретическим оценкам, подвижность такого полярона должна быть небольшой. Указанные эффекты будут рассмотрены в разд. 4. Подвижность электронов над гелиевой пленкой в СВЧ диапазоне впервые исследовали Карамушко, Ковдря, Менде и Николаенко [34], а подвижность электронов в низкочастотном пределе — Андрей [35]. Янг и Дам [36] обнаружили, что подвижность электронов над гелиевой пленкой, покрывающей очень гладкую стеклянную поверхность, оказывается намного выше, чем получено в [34,35].

2. Одномерные и квазиодномерные электронные системы над жидким гелием

2.1. Характеристики одномерной электронной системы. Спектр электронов. Влияние магнитного поля

Одномерную электронную систему с использованием поверхностных электронов над жидким гелием можно получить несколькими способами. Гинзбург и Монарха [37] предложили применить диэлектрическую подложку с системой острых линейных выступов, расположенных параллельно друг другу. Подложка размещается под поверхностью жидкого гелия. При заряджении жидкости над подложкой электроны благодаря большим силам изображения, действующим со стороны диэлектрика, будут скапливаться над выступами подложки, образуя линейную структуру. Однако для получения достаточно глубоких и узких потенциальных ям высота жидкости над выступами должна быть весьма малой ($\sim 10^{-5}$ см), что из-за неизбежной шероховатости и неоднородности подложки должно приводить к заметной неконтролируемой вариации потенциального рельефа. Чаплик [38] предложил создать одномерную электронную систему над жидким гелием при локализации электронов над тонкими металлическими проволочками, расположенными под поверхностью жидкости. Однако в этом случае также трудно добиться хорошей однородности.

Ковдря и Монарха [39] предложили метод создания одномерной электронной системы, которая может обладать теми же достоинствами (чистотой, однородностью, возможностью широкого изменения параметров), что и двумерная система над массивным гелием. Для этой цели было предложено использовать искривления поверхности жидкости, возникающие при затекании сверхтекучего гелия

под действием капиллярных сил в канавки диэлектрической подложки, расположенной на некоторой высоте H над уровнем жидкости (рис. 3). Кривизна поверхности жидкости в образующихся при этом «желобках» равна

$$r = \frac{\alpha}{\rho g H}, \quad (9)$$

где α и ρ — поверхностное натяжение и плотность жидкого гелия, g — ускорение силы тяжести.

При заряджении таких «желобков» на поверхности жидкого гелия поляризационные силы подложки стремятся удержать электроны, локализуя их над выступами подложки, а внешнее прижимающее электрическое поле E_{\perp} будет перемещать их на дно «желобков». Потенциальная энергия электрона при его смещении от центра перпендикулярно оси «желобка» на расстояние y возрастет на величину

$$V(y) = \frac{eE_{\perp}}{2r} y^2 \quad (10)$$

(жидкий канал направлен вдоль оси x). Движение частицы вдоль оси y в такой потенциальной яме будет осцилляторным с частотой

$$\omega_0 = \left(\frac{eE_{\perp}}{mr} \right)^{1/2} \quad (11)$$

и, следовательно, при условии $\hbar\omega_0 > k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана) являться квантованным. Вдоль оси x движение электронов будет оставаться квазисвободным.

Для поверхностных электронов над жидким гелием эффективный «боровский» радиус

$$r_B = \frac{1}{\gamma} = \frac{4\hbar^2(\epsilon + 1)}{me^2(\epsilon - 1)} = 80 \text{ \AA}.$$

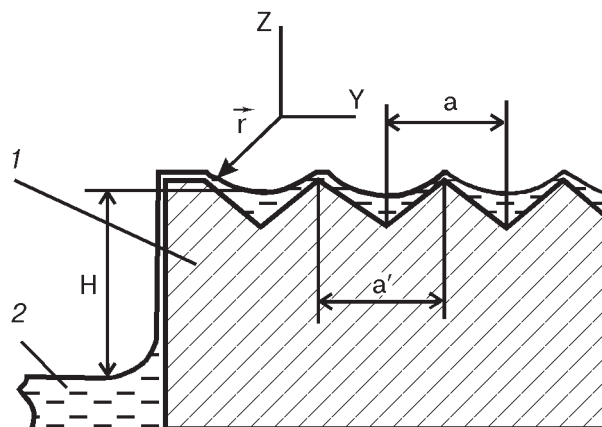


Рис. 3. Одномерная электронная система над жидким гелием [39]: 1 — диэлектрическая подложка с линейным профилем; 2 — жидкий гелий (толщина гелиевой пленки дана в увеличенном масштабе).

Поскольку величина r в реальных экспериментах составляет 10^{-3} – 10^{-4} см, то всегда оказывается $r_B \ll r$. Поэтому волновые функции электронов, локализованных в рассматриваемых линейных потенциальных ямах, могут быть представлены в виде

$$\Psi_{l,n,k_x} = e^{ik_x x} Y_n(y) f_l(z), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

$$Y_1(y) = \pi^{-1/4} y_0^{-1/2} e^{-y^2/2y_0^2}, \quad y_0 = \left(\frac{\hbar}{m\omega_0} \right)^{1/2}.$$

Здесь k_x — одномерный волновой вектор электрона вдоль оси канала. Функции $f_1(z)$ и $f_2(z)$ по-прежнему задаются выражением (3), где γ теперь зависит от E_{\perp} и определяется вариационным методом. Энергетический спектр электронов можно записать как

$$\varepsilon_{l,n}(k_x) = -\frac{\Delta}{l^2} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}. \quad (13)$$

При $H = 5$ см и значении $r = 5 \cdot 10^{-4}$ см для $E_{\perp} = 2000$ В/см получаем $\omega_0 = 8 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ и длину локализации частицы поперек канала $y_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ см. Расстояние между энергетическими уровнями будет составлять $\Delta E = \hbar\omega_0 = 0,5$ К. Таким образом, рассматриваемую систему при достаточно низких температурах с хорошим приближением можно считать одномерной.

Преимуществом данной одномерной системы является то, что она может быть достаточно однородной. Электроны в жидких каналах располагаются на большом расстоянии от твердой подложки, и поэтому на их поведение не влияют шероховатости и неровности подложки. Действительно, из-за шероховатости подложки с периодом A и амплитудой ξ на расстоянии $z > A$ от нее возникает поляризационный потенциал

$$\delta V \approx -\frac{e^2(\varepsilon_d - 1)}{4(\varepsilon_d + 1)z} \frac{\pi\xi}{A} \left(\frac{A}{z} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{2\pi z}{A} \right), \quad (14)$$

который экспоненциально убывает. Оценки по этой формуле при $z \sim A$ дают $\delta V \leq 10^{-3}$ К. Более существенное влияние на однородность системы могут оказывать электроны, локализованные на тонкой пленке над выступами желобков подложки. При определенных условиях они могут оказывать преимущественное влияние на перенос носителей. Однако, как будет показано в дальнейшем, использование подложек с гладкой поверхностью и малой диэлектрической проницаемостью позволяет удалить все электроны с выступов на дно жидких каналов и получить таким образом достаточно чистую однородную систему.

Изучая влияние магнитного поля на характеристики одномерной электронной системы, Соколов и Стударт [40] рассчитали волновые функции и спектр электронов для магнитного поля, направленного вдоль осей z и y . Было установлено, что магнитное поле существенно изменяет не только параметры, но и вид энергетического спектра. В случае, если магнитное поле направлено вдоль оси z , энергетический спектр электронов имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{l,n}(k_x) = -\frac{\Delta}{l^2} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\Omega + \frac{\hbar^2 \omega_0^2 k_x^2}{2m\Omega^2}, \quad (15)$$

$$\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2},$$

где ω_c — циклотронная частота. Спектр (15) отражает тот факт, что, во-первых, изменяется расстояние между энергетическими уровнями, а, во-вторых, масса электрона заменяется на эффективную массу $m^* = m(1 + \omega_c^2/\omega_0^2)$.

2.2. Реализация квазиодномерной электронной системы над жидким гелием

Двумерная электронная система над жидким гелием в канале шириной 35 мкм (квазидвумерная система) была реализована Марти [41]. Для проведения измерений использовалась меандровая линия. Ширина электронного слоя, где плотность электронов была приблизительно однородной, составляла ~ 20 мкм. В результате исследований устойчивости заряженной поверхности в канале было показано, что максимально достижимая концентрация электронов превышала соответствующую величину для массивного гелия и была равна $4 \cdot 10^9$ см $^{-2}$.

Квазиодномерную электронную систему над жидким гелием впервые получили Ковдря и Николаенко [42], используя в качестве подложки оптическую дифракционную решетку. Материалом решетки служило стекло, на поверхность которого была нанесена диэлектрическая пленка нафтозина. Расстояние между штрихами решетки составляло 1,25 мкм, глубина канавок 0,3 мкм. Эксперименты проводили при температуре 1,5 К и частоте 1,1 МГц. При измерении подвижности электронов была обнаружена сильная анизотропия проводимости поверхностных электронов, движущихся вдоль и поперек каналов. Величина ΔE составляла $\sim 0,1$ К. Поскольку $\Delta E < k_B T$, электроны занимали не только основную, но и более высоколежащие уровни. Поэтому данную систему нельзя считать строго одномерной. Однако в связи с тем, что ширина полосок жидкости, заряженной электронами, составляла 10^{-4} см, что приблизительно соответствует среднему

расстоянию между электронами, то можно говорить об одномерной цепочке зарядов.

Квазиодномерную электронную систему над жидким гелием с использованием оптической дифракционной решетки реализовали также Яма и Томокию [43].

Киричек, Монарха, Ковдра и Григорьев [44] предложили простой метод создания одиночного проводящего канала высокоподвижных электронов с использованием искривления поверхности жидкого гелия, который находился между двумя смыкающимися под острым углом полосками слабо поляризуемой полимерной пленки, закрепленной металлическими электродами. В качестве полимерной пленки использовали майлар, диэлектрическая постоянная которого при гелиевых температурах составляет $\sim 1,5$. В нулевом прижимающем электрическом поле электроны находились в основном на гелиевой пленке, где их проводимость мала и не вносила вклад в сигнал. При приложении прижимающего потенциала электроны скапливались на сильно искривленной поверхности жидкого гелия. При этом появлялся заметный сигнал и можно было определить проводимость канала с электронами. В работе были подсчитаны плотности электронов и эффективная ширина проводящего канала. Способ создания квазиодномерных и квазидвумерных электронных систем в одиночных каналах с использованием литографии предложили Валькеринг, Соммерфельд, Ричардсон, ван дер Нейден и де Вале [45], а также Ли с сотрудниками [46].

В экспериментах с квазиодномерными системами, реализованными с помощью диэлектрических подложек, важно знать плотность электронов n в каналах. Для расчета величины n приходится решать электростатическую задачу в предположении постоянства потенциала на всей поверхности жидкого гелия, включающей как пленку, так и толстые слои гелия, находящиеся в каналах. Такой метод определения плотности электронов применили Ковдра, Николаенко и Соммерфельд [47]. Существуют и экспериментальные способы нахождения величины n . Ху и Дам [48] определяли плотность электронов над тонкой гелиевой пленкой путем измерения сигнала, который возбуждался в электроде, движущемся перпендикулярно поверхности заряженной жидкости. Величина сигнала при этом пропорциональна плотности электронов. Такой метод, применявшийся для однородно заряженной поверхности, позволяет также измерять среднюю плотность электронов и в системе квазиодномерных каналов. Ли с сотрудниками [46] для определения плотности электронов в единичном квазиодномерном канале применяли простой и изящный метод. На промежуточ-

ный электрод в экспериментальной ячейке подавался отрицательный потенциал, при некотором значении которого электроны удалялись с части дрейфового пространства ячейки, и сигнал от электронов исчезал. По значению этого потенциала можно было рассчитать плотность электронов.

Форма жидкого канала, в частности его кривизна, определяемая выражением (9), может изменяться под действием давления, которое оказывает слой электронов на жидкость. Валькеринг, Клиэр и Лейдерер [49], измеряя интерференционным методом профиль поверхности заряженной жидкости в каналах шириной 300 мкм, показали, что при наличии на поверхности жидкости в канале слоя электронов плотностью n радиус кривизны приближенно определяется выражением

$$r = \alpha \left[\rho g H + \frac{2\pi n^2 e^2}{\epsilon} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Подсчет изменения высоты уровня жидкого гелия по формуле (16) для использованных в [42,47] прижимающих электрических полей показал, что положение уровня жидкости в каналах изменяется не больше, чем на $3 \cdot 10^{-6}$ см, что много меньше глубины канала.

2.3. Электронный транспорт в квазиодномерных электронных системах

Исследования электронного транспорта в квазиодномерных системах над жидким гелием, реализованных с использованием дифракционных решеток [47,50–52], проводились в области температур 0,5–1,8 К при частотах 100 кГц и 1,1 МГц в прижимающих электрических полях до 2,5 кВ/см на двух типах дифракционных решеток. В решетке I расстояние между бороздками $a = 1,25$ мкм, во II решетке $a = 5$ мкм. Глубина бороздок в обеих решетках $h = 0,2–0,3$ мкм, ширина бороздок в решетке I равна 1,25 мкм, в решетке II составляла 1,7 мкм. Стеклопанельная поверхность решетки I была покрыта нафтогеном, на который и наносились бороздки, решетка II была стеклянной. Типичная экспериментальная ячейка, использованная для измерения подвижности, показана на рис. 4. Жидкий гелий располагался на расстоянии H от верхней плоскости решеток. Напряжение от генератора подавалось на электроды так, чтобы ведущее электрическое поле было направлено вдоль бороздок решеток.

Измеряли изменения амплитуды ΔU и фазы $\Delta \phi$ прошедшего через экспериментальную ячейку сигнала при зарядке ее электронами. Данные о величине ΔU и $\Delta \phi$ позволяют определить действительную G_r и мнимую G_i составляющие кондактанса

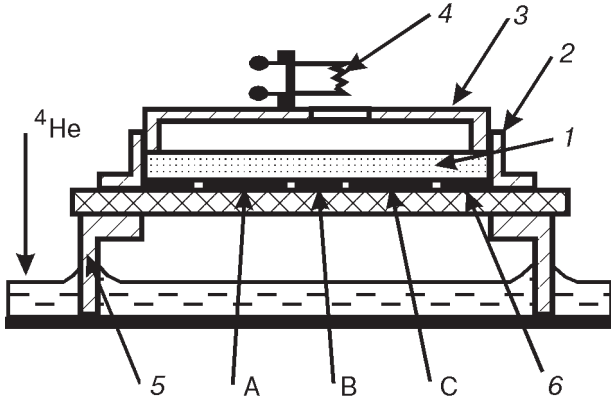


Рис. 4. Измерительная ячейка: 1 – подложка; 2, 3 – электроды; 4 – нить накаливания; 5 – медный остов; 6 – охранный электрод; А, В, С – ведущий, промежуточный и приемный электроды [51].

ячейки и отсюда найти действительную часть сопротивления электронного слоя ρ и, соответственно, подвижность электронов μ . Метод расчета величины ρ был аналогичен использованному в [53].

На рис. 5 приведены полученные зависимости подвижности электронов μ в проводящих каналах от температуры для решеток I (кривые 2–4) и II (кривые 5, 6). Кривые относятся к различным высотам решеток над уровнем жидкого гелия H . Здесь же для сравнения показана температурная зависимость μ для массивного гелия, взятая из [27] (кривая 1). Видно, что подвижность электронов для квазиодномерных каналов меньше подвижности электронов для массивного гелия. Для обеих решеток μ уменьшается с увеличением H , хотя для одного и того же значения H величина μ для решетки I больше. Это обусловлено тем, что диэлектрическая постоянная нафтогена, на котором были нарезаны бороздки решетки, меньше диэлектрической постоянной стекла. Для решетки I при малых значениях H подвижность электронов увеличивается с понижением температуры и при $T < 0,8$ К перестает зависеть от температуры. При больших значениях H величина μ вначале увеличивается с понижением температуры и затем, пройдя максимум, начинает понижаться.

Для решетки II поведение подвижности отличается: величина μ экспоненциально понижается с уменьшением температуры. Кривая 6 описывается уравнением

$$\mu = \frac{\tilde{\alpha}_0}{T} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (17)$$

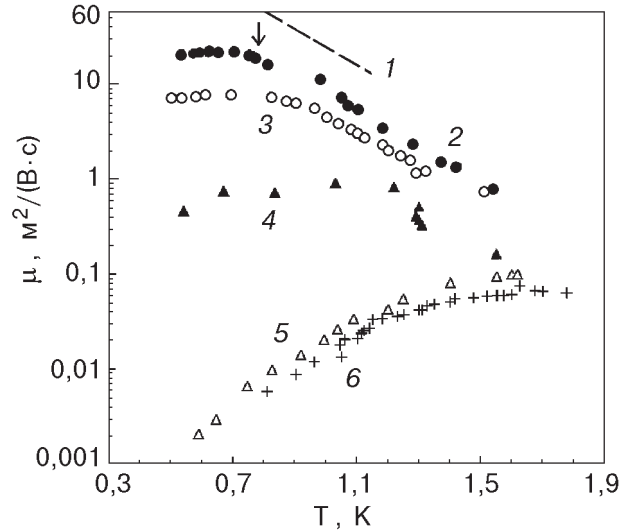


Рис. 5. Зависимость подвижности электронов от температуры в квазиодномерной системе над жидким гелием [52]. Кривая 1 – 2D слой электронов [27]. Решетка I: кривые 2, 3, 4 отвечают значениям $H = 0,6$; 4 и 6 мм соответственно. Решетка II: кривые 5 и 6 относятся к $H = 0,8$ и 1,7 мм. Стрелка показывает температуру перехода в кристаллическое состояние, соответствующую средней плотности электронов в проводящих каналах.

с коэффициентами $\tilde{\alpha}_0 = (2,5 \pm 0,1) \cdot 10^2 \text{ м}^2 \cdot \text{К} / (\text{В} \cdot \text{с})$ и $E = (6,0 \pm 0,1) \text{ К}$. Кривая 5 хорошо аппроксимируется выражением

$$\mu = \frac{\tilde{\alpha}_1}{T} \exp\left(-\frac{E_1}{k_B T}\right) + \frac{\tilde{\alpha}_2}{T} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right), \quad (18)$$

где $\tilde{\alpha}_1 = (4,9 \pm 0,2) \cdot 10^2 \text{ м}^2 \cdot \text{К} / (\text{В} \cdot \text{с})$, $E_1 = (5,4 \pm 0,1) \text{ К}$, $\tilde{\alpha}_2 = (4,4 \pm 0,3) \cdot 10^2 \text{ м}^2 \cdot \text{К} / (\text{В} \cdot \text{с})$, $E_2 \approx 0,05 \text{ К}$.

Полученное в экспериментах значение подвижности электронов в квазиодномерной системе меньше величины μ , рассчитанной теоретически Соколовым, Хаем и Студартом [54], а температурные зависимости отличаются от тех, которые были установлены в [54]. В работах [47,50–52] сделано предположение, что такое различие обусловлено локализацией электронов в квазиодномерных каналах, вызванной влиянием случайного потенциала, в котором они движутся. Появление этого потенциала связано с тем, что каналы, кроме области «глубокой» жидкости, находящейся в центре, имеют по бокам полоски тонкой пленки. В местах тонкой пленки происходит локализация электронов. Их подвижность весьма мала [34,35]. Электроны, локализованные на пленке, создают случайный потенциал, в котором движутся электроны, находящиеся на глубокой части каналов. Если вариации случайного

потенциала вдоль канала δV меньше $k_B T$, то он слабо сказывается на движении электронов; если $\delta V \gtrsim k_B T$, то такое влияние может оказаться сильным. При увеличении H радиус кривизны жидких каналов уменьшается, и площадь, занимаемая тонкой пленкой, увеличивается. Локализованные на пленке электроны оказываются ближе к центру канала, и вариации потенциала увеличиваются, что приводит к понижению подвижности.

На рис. 5 (кривые 2–4) видно, что увеличение H и, следовательно, δV существенно меняет характер движения носителей, особенно при низких температурах. Было высказано предположение, что независимость μ от T при $T < 0,8$ К, а также небольшое падение μ в этой области температур (кривые 2–4) обусловлены квантовым характером переноса ПЭ в случайном потенциале. В то же время характер кривых 5, 6 свидетельствует о термоактивационном механизме переноса: вариации потенциала составляют $\delta V = 5\text{--}6$ К.

Экспериментальные данные для G_r и G_i позволяют также найти, как для гелиевой пленки в [35], величину $K_p = m\omega_p$, которая определяется возвращающей кулоновской силой в системе электронов (ω_p — частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе проводящих каналов). При локализации электронов в плазменном спектре появляется слагаемое, соответствующее собственной частоте колебаний электронов ω_α в потенциальных ямах: $\tilde{\omega}_p = \sqrt{\omega_\alpha^2 + \omega_p^2}$, что аналогично оптической моде электронного кристалла (см. [3]). Если частота сигнала, при которой проводятся измерения ω , много меньше риплонной частоты $\omega_r(q)$, соответствующей волновому вектору риплона $q \approx 1/L$ (где L — характерная длина локализации электрона), то m следует заменить на эффективную массу носителей M^* , а $K_p \rightarrow K_p + K^*$, где K^* определяется возвращающей силой, обусловленной наличием лунки [35].

Эксперименты показывают, что найденная в [47,50–52] величина $K_p + K^*$ оказывается выше значения, соответствующего свободному движению носителей, и увеличивается с ростом H . Это обстоятельство может служить дополнительным свидетельством локализации носителей.

Локализация электронов в случайном потенциале подложки наблюдалась также над гелиевой пленкой толщиной $d < 700$ Å [34,35]. В то же время глубина каналов в [47,50–52] составляет ~ 2400 Å, т.е. практически это массивный гелий.

В случае сильной локализации имеет место термоактивационное движение носителей и подвижность определяется выражением

$$\mu = \frac{ev_0\tilde{a}_0^2}{k_B T} e^{-\frac{E}{k_B T}}, \quad (19)$$

где \tilde{a}_0 — среднее расстояние между потенциальными ямами, приблизительно равное расстоянию между локализованными на пленке электронами; v_0 — частота колебаний частиц в потенциальных ямах. Значение v_0 , найденное из экспериментальных данных, для кривых 5 и 6 составляет соответственно 10^{10} и $5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Таким образом, в случае сильной локализации собственные частоты колебаний электронов в потенциальных ямах достаточно велики.

Квазиодномерные каналы, изученные в [47,50–52], не являются строго одномерными. Оценки показывают, что расстояние между энергетическими уровнями в них, определяемое соотношением (13), составляет 0,05–0,1 К, что меньше температуры опыта. Кроме того, концентрации электронов в экспериментах часто таковы, что перпендикулярно каналам помещались 2–4 электрона. Количественное истолкование полученных результатов затрудняется еще и тем, что локализация электронов может сопровождаться поляронными эффектами на поверхности жидкого гелия (свойства поляронов будут рассмотрены в разд. 4.1).

2.4. Кинетические свойства электронов в системах, близких к одномерным

В работах [47,50–52] были получены квазиодномерные электронные системы над жидким гелием. Высокая подвижность могла быть достигнута только для широких каналов, поперек которых помещалось несколько электронов. Для узких каналов, где велико влияние локализованных на тонкой пленке электронов, проявлялись эффекты локализации носителей и их подвижность уменьшалась. В единичном канале, образованном двумя майларовыми пленками [44], для того чтобы зафиксировать сигнал от электронов, необходимо было накопить достаточно большое количество зарядов, что и привело к тому, что поперек такого канала также помещалось большое число электронов.

Ковдря, Николаенко и Гладченко [55–59] получили и исследовали низкоразмерную электронную систему, близкую к одномерной, в которой поперек канала находился только один электрон. Канавки, куда затекал жидкий гелий, создавали из диэлектрика с малой диэлектрической постоянной и гладкой поверхностью. Это позволяло убирать заряд с покрывающей подложку гелиевой пленки прижимающим электрическим полем и получать достаточно чистую одномерную систему.

Экспериментальная ячейка аналогична использованной в [51] (см. рис. 4). Диэлектрическая под-

ложка представляла собой стеклянную пластинку толщиной 1 мм, на которую виток к витку была намотана нейлоновая нить диаметром 0,1 мм. На верхушках нейлоновых нитей находилась гелиевая пленка толщиной $\sim 2,5 \cdot 10^{-6}$ см, а между нитями образовывались «желобки» из жидкого гелия. Радиус кривизны поверхности жидкости в «желобках» составлял $r = 35$ мкм, в ячейке располагалось 150 проводящих каналов.

Диэлектрическая постоянная нейлона при гелиевых температурах приблизительно равна 1,5.

Вид потенциальной ямы, в которой локализованы электроны, а также энергетические уровни для прижимающего электрического поля $E_{\perp} = 450$ В/см представлены на рис. 6. Потенциальная яма достаточно глубокая (~ 6000 К). В верхней ее части видна особенность, обусловленная силами изображения, действующими на электрон со стороны твердой подложки в тех местах, где толщина пленки становится малой. Потенциальный барьер, который мог бы удерживать электроны над пленкой, практически отсутствует. Это дает возможность удалять все электроны с тонких слоев пленки в жидкие «желобки», где электроны находятся над толстым слоем гелия и, таким образом, обеспечить достаточно хорошую однородность одномерной системы. Оценки показывают, что потенциальный барьер исчезает

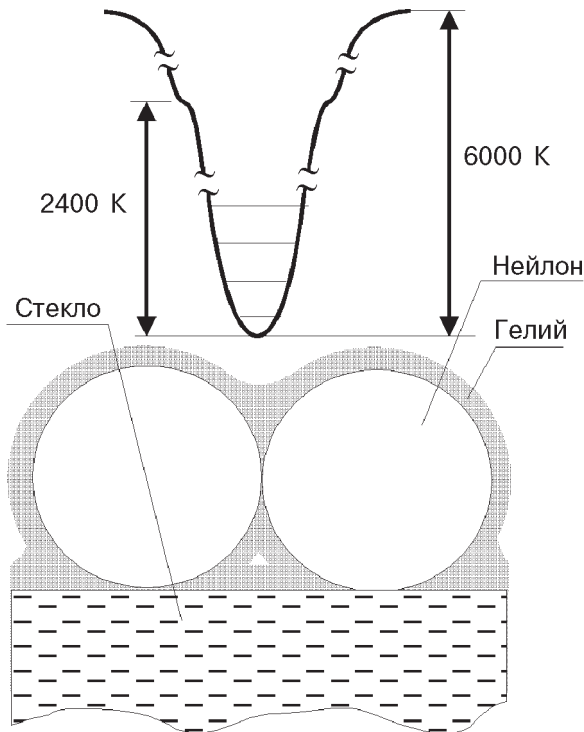


Рис. 6. Схематическое изображение профиля потенциальной энергии электрона в жидком канале при $E_{\perp} = 450$ В/см [59].

при прижимающих электрических полях $E_{\perp} > 200$ В/см.

Измерения 0- и 90-градусной компонент сигнала, прошедшего через ячейку при заряджении ее электронами, проводили на частоте 100 кГц. Линейная плотность электронов n_l определялась при 1,5 К из отношения сопротивления каналов в ненасыщенном случае (неполная компенсация E_{\perp} собственным полем электронов) к сопротивлению каналов в насыщенном случае, когда величина n_l известна, а также путем привязки данных о проводимости каналов при 1,5 К к теоретическому значению μ , полученному на основании точного расчета [54]. Значения n_l , определяемые обоими методами, совпадали в пределах 30%. Интервал линейных плотностей в проводящих каналах составлял $5 \cdot 10^3 - 2,5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, что соответствовало наибольшему расстоянию между электронами $a = 2 \cdot 10^{-4}$ см.

На рис. 7 представлены зависимости подвижности μ от температуры T в одномерной электронной системе над жидким гелием для чистой свежеприготовленной подложки и для подложек с дефектами и зарядом на поверхности. Как видно, для всех подложек μ вначале резко возрастает с понижением

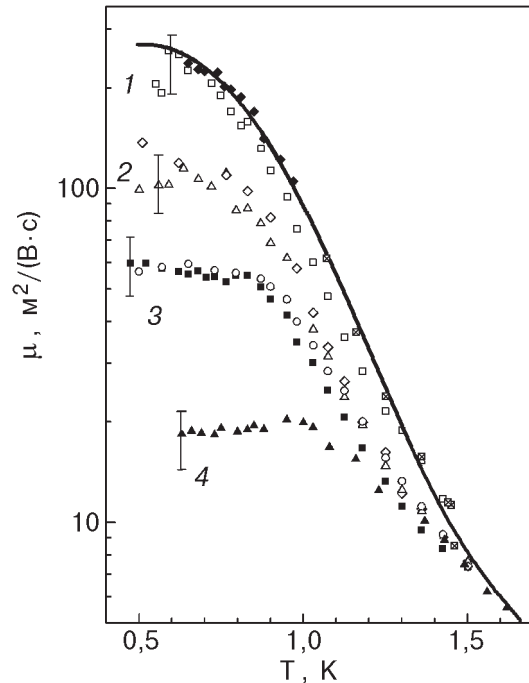


Рис. 7. Температурная зависимость подвижности электронов в 1D системе над жидким гелием для различных состояний подложки [59]: 1 — свежеприготовленная подложка, $n_l = 6 \cdot 10^4$ (□), $8 \cdot 10^3$ (◆), $5,6 \cdot 10^4$ (⊠) см $^{-1}$; 2–4 — подложки с зарядом и дефектами на поверхности, $n_l = 6,6 \cdot 10^3$ (◇, ○), $4,8 \cdot 10^3$ (△), $1,5 \cdot 10^4$ (■), 10^5 (▲) см $^{-1}$. Сплошная линия — теоретический расчет для $r = 5 \cdot 10^{-4}$ см и $E_{\perp} = 450$ В/см [54].

температуры; при $T < 0,9$ К подвижность для чистой подложки увеличивается с понижением T более плавно, для заряженных подложек или подложек с дефектами μ либо практически перестает зависеть от T (зависимости 2, 3), либо уменьшается с понижением температуры (зависимость 4). Видно, что при $T = 0,5$ К подвижность для чистой подложки более чем на порядок выше подвижности с большим количеством заряда (зависимость 4).

Резкое возрастание подвижности электронов для чистой подложки при относительно высоких температурах обусловлено тем, что в области температур 0,9–1,5 К подвижность носителей в отсутствие локализации так же, как и в случае двумерной электронной системы над жидким гелием, определяется преимущественным рассеянием электронов атомами гелия в паре, число которых экспоненциально уменьшается с понижением температуры. При $T < 0,8$ К величина μ определяется взаимодействием электронов с риплонами и эта зависимость менее резкая.

На рис. 8 приведено значение параметра $K_p + K^*$ (см. разд. 2.3) для подложек с различной подвижностью носителей. Видно, что для подложек с низким значением μ величина $K_p + K^*$ больше, чем для чистой подложки. Найденное в экспериментах значение $K_p + K^*$ практически не зависит от температуры.

Глубина потенциальной ямы, характерная для рассматриваемой одномерной электронной системы, в каждом из проводящих каналов приблизительно равна 6000 К, при этом характерный размер локализации поперек канала электронов, находящихся на основном энергетическом уровне, $y_0 = \sqrt{\hbar/(m\omega_0)}$ для прижимающего поля, использованного в работах [55–59], составлял $\sim 10^{-5}$ см. При $a \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см

энергия межэлектронного взаимодействия $V_{ee} = 7-8$ К. К сожалению, расстояние между энергетическими уровнями $\Delta E = 0,13$ К, так что не выполнялось условие $\Delta E > k_B T$, и электроны находились не только на основном энергетическом уровне, но и на более высоколежащих уровнях. Это увеличивало средний поперечный размер канала, поскольку характерный масштаб локализации электронов, находящихся на уровне n , приблизительно равен $y_n \approx y_0 \sqrt{n + 1/2}$ [54], где для $n \gg 1$ используем аппроксимацию $n \simeq k_B T / \hbar \omega_0$. При 0,5 К величина $y_n = 3 \cdot 10^{-5}$ см, при $T = 1,5$ К она несколько больше.

Характеристики исследованной электронной системы представлены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики электронной системы

T, К	Чистая подложка (кривая 1, рис. 8)		Подложка с дефектами (кривая 4, рис. 8)		
	μ , $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	l_0 , 10^{-5} см	μ , $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	l_0 , 10^{-5} см	y_n , 10^{-5} см
0,5	250	3,1	19	0,24	1,6
1,0	65	1,1	20	0,35	2,3
1,5	7	0,15	7	0,15	2,8

Видно, что для чистой подложки при $T < 1$ К длина свободного пробега носителей $l_0 > y_n$, при $T \geq 1$ К, наоборот, $l_0 < y_n$. В то же время для подложек, проводящие каналы на которых характеризуются наименьшей подвижностью (кривая 4), во всей исследованной температурной области $l_0 < y_n$.

Проведенные эксперименты позволили выделить влияние случайного потенциала на подвижность носителей. При этом предполагалось, что вклады в рассеяние электронов на атомах гелия в паре и риплонах, а также процессы, ограничивающие движение носителей случайным потенциалом, являются аддитивными. В этом случае подвижность, ограниченная влиянием случайного потенциала, определяется выражением $\mu_b^{-1} = \mu^{-1} - \mu_c^{-1}$, где μ — подвижность электронов для подложки с зарядом и дефектами, μ_c — подвижность электронов для чистой подложки.

На рис. 9 представлена зависимость μ_b от температуры, рассчитанная с использованием сглаженных экспериментальных зависимостей 1–4 на рис. 7. Точность определения μ_b была невелика, особенно при высоких температурах, тем не менее можно отметить, что в пределах погрешности расчета при понижении температуры для зависимостей 1,

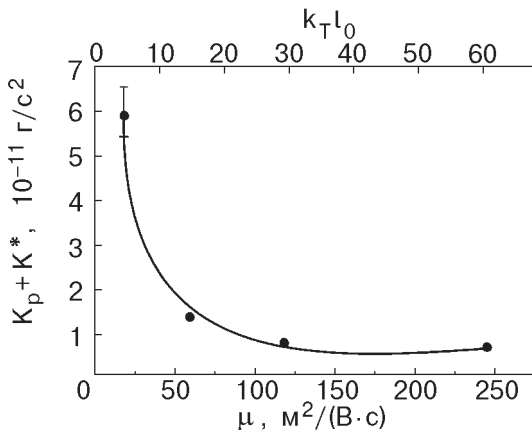


Рис. 8. Величина $K_p + K^*$, характеризующая возвращающую силу в системе проводящих каналов с различным значением подвижности.

2 на рис. 9 наблюдается небольшой рост μ_b , а для кривой 3 — уменьшение μ_b .

Характер движения носителей в 1D канале должен сильно зависеть от того, имеет ли место их локализация или же влияние случайного потенциала сводится только к появлению дополнительного механизма рассеяния. В [59] предполагалось, что для экспериментальной зависимости 2 на рис. 7 и соответственно зависимости 1 на рис. 9 наблюдается только дополнительное рассеяние на случайном потенциале, а для экспериментальных зависимостей 3 и 4 на рис. 7 и соответственно 2 и 3 на рис. 9, по-видимому, происходит локализация носителей.

В пользу такого предположения свидетельствует поведение параметра $K_p + K^*$ для подложек с зарядом и дефектами на поверхности (рис. 8). Видно, что при больших значениях μ величина $K_p + K^*$ одинакова для каналов с различным значением μ . Это соответствует нелокализованному движению электронов. Однако для каналов с $\mu < 100 \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ величина $K_p + K^*$ тем больше, чем ниже μ , что может свидетельствовать о локализации носителей. На верхней шкале рис. 8 указаны величины $k_T l_0$ (k_T — волновой вектор электронов, соответствующий тепловой скорости). Видно, что возрастание $K_p + K^*$ начинается со значения $k_T l_0 \approx 20$, что позволяет предположить, что локализация в рассматриваемых 1D каналах начинает проявляться при $k_T l_0 \approx 15\text{--}20$. Можно думать, что, как и для квазиодномерных систем, рассмотренных в разд. 2.3, возрастание $K_p + K^*$ обусловлено появлением оптической моды плазменных колебаний вследствие локализации электронов.

При теоретическом рассмотрении подвижности электронов на основном энергетическом уровне в 1D системе [39] были получены средние длины пробегов электронов при их рассеянии атомами гелия в паре и риплонами. Соответственно подвижности ПЭ

в 1D системе в области газового рассеяния может быть представлена в виде

$$\mu_{1D} = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi^3}} \frac{e(k_B T)^{1/2} y_0 r_B m^{1/2}}{\hbar^2 N_g a_0^2}. \quad (20)$$

Здесь N_g — плотность атомов гелия в паре, a_0 — длина рассеяния электронов атомами гелия. Интересно сравнить выражение (20) с соответствующими выражениями для подвижности μ_{2D} и μ_{3D} электронов в трехмерном и двумерном случаях:

$$\mu_{3D} N_g = \frac{1}{3} \frac{e}{\pi a_0^2 (2\pi m k_B T)^{1/2}}, \quad \mu_{2D} N_g = \frac{2e}{3\pi^2 a_0^2 \hbar \gamma}. \quad (21)$$

Видно, что в трехмерном случае величина $\mu_{3D} N_g \sim T^{-1/2}$, в двумерном $\mu_{2D} N_g$ не зависит от температуры, а в одномерном случае $\mu_{1D} N_g \sim T^{1/2}$. Подвижность электронов в 1D системе в области риплонного рассеяния при больших прижимающих электрических полях не зависит от температуры и описывается выражением

$$\mu_{1D} = \frac{6a\hbar}{meE_{\perp}^2}, \quad (22)$$

которое с точностью до постоянного множителя совпадает с выражением для подвижности электронов над жидким гелием в двумерном случае [3].

Подвижность электронов в квазиодномерных проводящих каналах на поверхности сверхтекучего гелия в случае, когда электроны занимают несколько энергетических уровней, рассматривали в [54]. Изучено влияние на подвижность рассеяния электронов атомами гелия в паре и риплонов в одноэлектронном приближении, когда не учитывается электрон-электронное взаимодействие, и в режиме так называемого полного контроля, когда частота электрон-электронных столкновений v_{ee} много больше частоты электрон-риплонных столкновений v_{er} и частоты столкновений электронов с атомами гелия в паре v_{eg} . Полученные выражения для подвижности очень сложны и не могут быть представлены в аналитическом виде. Результаты расчета для режима полного контроля (наиболее важный в экспериментальном отношении предел) представлены на рис. 10, на котором приведена температурная зависимость подвижности для различных прижимающих электрических полей. Из расчета следует, что в 1D системе величина μ существенно уменьшается с увеличением E_{\perp} . При $T < 0,1 \text{ К}$ наблюдается уменьшение μ с понижением температуры. Такое поведение μ обусловлено переходами электронов с уровня на уровень, вероятность которых возрастает с повышением температуры.

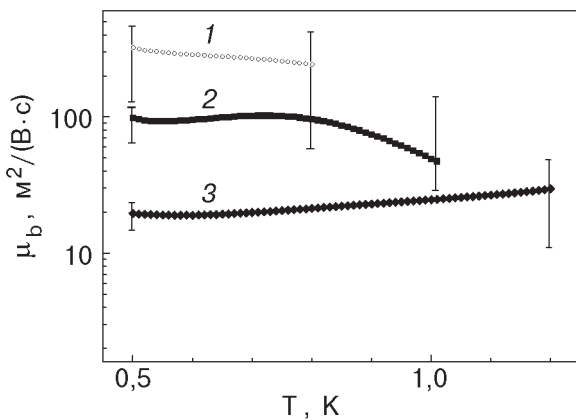


Рис. 9. Температурная зависимость μ_b (кривые 1–3) для данных, соответствующих кривым 2, 3, 4 на рис. 7 [59].

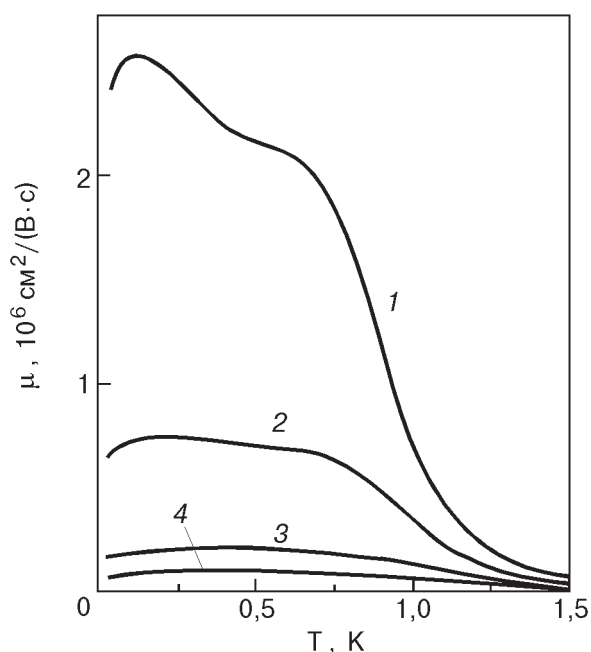


Рис. 10. Расчетная зависимость подвижности электронов в квазиодномерной системе в режиме полного контроля от температуры при различных значениях прижимающего электрического поля E_{\perp} , В/см: 500 (1), 1000 (2), 2000 (3) и 3000 (4) [54].

Нелинейный перенос электронов в $1D$ каналах над жидким гелием изучен теоретически в [60]. Показано, что в области электрон-риплонного взаимодействия подвижность электронов начиная с некоторого ведущего поля возрастает. Из расчета следует, что данный эффект имеет место как для малой линейной плотности электронов (одноэлектронное приближение), так и при относительно больших плотностях (режим полного контроля). Из теоретической зависимости подвижности электронов от ведущего электрического поля E_{\parallel} , приведенной на рис. 11, видно, что начиная со значения $E_{\parallel} \approx 10$ мВ/см величина μ возрастает. Данный результат уместно сравнить с экспериментом [59], где было показано, что подвижность в $1D$ системе не зависит от сигнала генератора вплоть до значений $V_g = 200$ мВ. Однако в [59] не была определена величина действующего на электроны ведущего электрического поля, соответствующего данному сигналу, которая может быть весьма малой вследствие экранирования, поэтому количественно результаты эксперимента невозможно сравнить с расчетом.

2.5. Электронный транспорт в магнитном поле

Монарха, Соколов, Хай и Стударт [61] рассмотрели подвижность электронов в квазиодномерной электронной системе при наличии магнитного поля, параллельного прижимающему электрическому по-

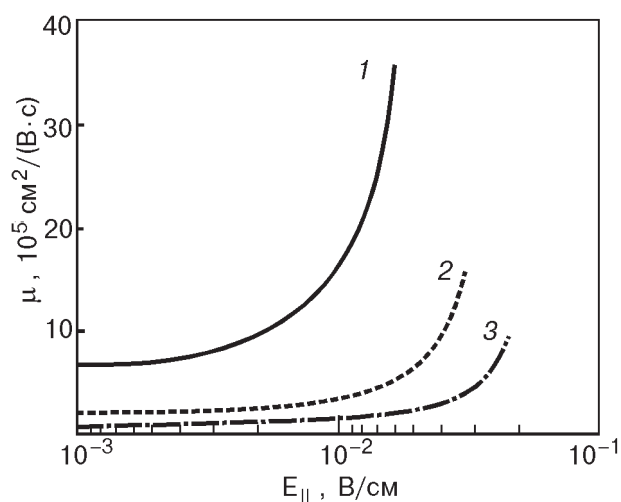


Рис. 11. Зависимость подвижности электронов в квазиодномерной системе от ведущего электрического поля при $T = 0,6$ К для $E_{\perp} = 1000$ (1), 2000 (2) и 3000 (3) В/см [60].

лю. Расчеты, проведенные с использованием метода динамического структурного фактора, показали, что эффективная подвижность уменьшается с ростом магнитного поля. Установлено, что температурная зависимость подвижности в присутствии небольшого магнитного поля, так же как и в его отсутствие (см. рис. 10), носит немотонный характер.

Экспериментальные зависимости от температуры величины $(n\mu_{xx})^{-1}$ для различных магнитных полей B показаны на рис. 12. Измерения проведены с использованием экспериментальной ячейки и методики, описанных в разд. 2.4. Применявшаяся подложка содержала дефекты, так что подвижность электронов в нулевом магнитном поле при 0,5 К была приблизительно в 1,5 раза ниже максимального значения этой величины для совершенной подложки. Тем не менее полученные данные качественно отражают влияние магнитного поля на характер электронного переноса в квазиодномерной системе. На рис. 12 видно, что влияние магнитного поля на эффективную подвижность тем больше, чем ниже температура. При увеличении магнитного поля до 2 Тл эффективная подвижность при 1,2 К уменьшается приблизительно в 2 раза, а при 0,5 К — приблизительно в 5 раз, снижаясь до значения ~ 40 м²/(В·с).

На рис. 13 приведена зависимость нормализованной подвижности $\mu(B)/\mu_0$ ($\mu(B)$ — подвижность в магнитном поле, μ_0 — подвижность при $B = 0$) от магнитного поля, относящаяся к температуре 0,5 К. Величина $\mu(B)$ уменьшается с ростом B ; при малых значениях B экспериментальные данные совпадают

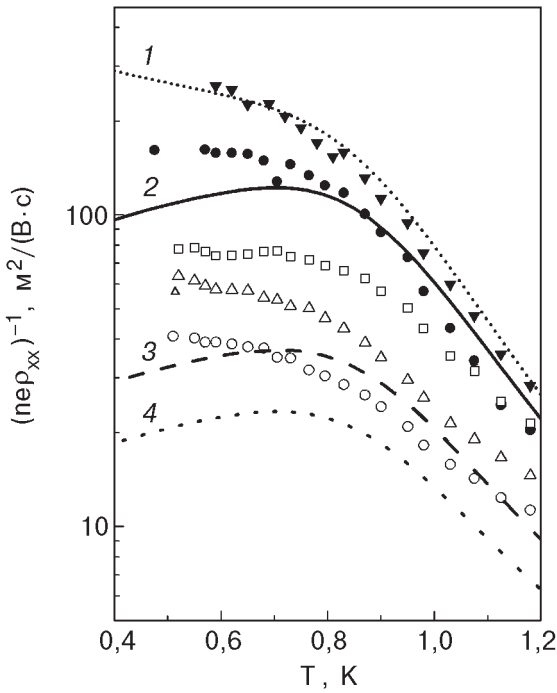


Рис. 12. Температурная зависимость величины $(\text{per}_{xx})^{-1}$ для электронов в квазиодномерных каналах: свежеприготовленная подложка, $B = 0$ (\blacktriangledown); подложка после нескольких циклов отогрева для B , Тл: 0 (\bullet), 0,68 (\square), 1,36 (\triangle), 2,05 (\circ). Кривые 1 — расчет [54], 2–4 — расчет [19] для 2D системы для B , равного 0,8; 1,5 и 1,9 Тл соответственно.

с теоретическим расчетом [61] до значений $B \approx 0,03$ Тл.

Последовательный расчет характеристик квантового магнитотранспорта в двумерной электронной жидкости был проведен в [19]. Проводимость электронов может быть представлена в терминах динамического структурного фактора. В этом случае квантовый электронный перенос определяется компонентами тензора проводимости с зависящей от магнитного поля эффективной частотой столкновений $v_{\text{eff}}(B)$. Расчеты с использованием результатов [19] представлены на рис. 12 пунктирными линиями. Видно, что при $T > 0,8$ К температурная зависимость эффективной подвижности качественно близка к экспериментальной, однако при $T < 0,8$ К теоретическая зависимость от температуры дает уменьшение этой величины с понижением температуры, что не наблюдается в эксперименте. Различие между теорией и экспериментальными данными может быть обусловлено тем, что электроны в квазиодномерных каналах находятся в потенциальной яме, формирующей канал, что сказывается на особенностях их движения в магнитном поле.

Свойства электронного переноса в квазиодномерной системе в больших магнитных полях изучены в

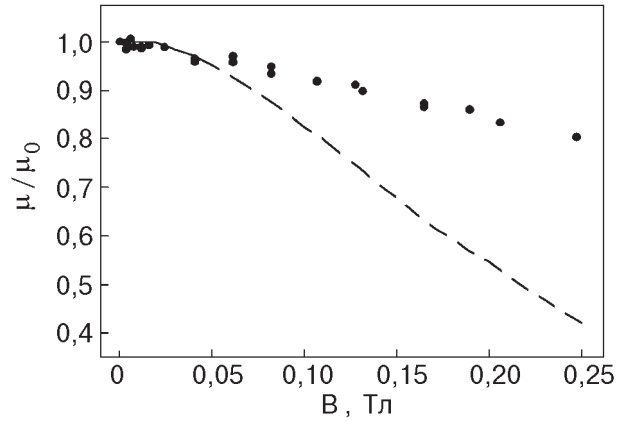


Рис. 13. Зависимость нормализованной подвижности электронов $\mu(B)/\mu_0$ в квазиодномерных каналах от магнитного поля. Пунктирная линия — теория [61].

[62]. Подвижность рассчитывали в рамках формализма функции памяти. Эффективное время релаксации, как и в случае 2D электронной системы, выражалось в терминах динамического структурного формфактора, но с учетом наличия подзон в квазиодномерной системе. Результаты расчета показывают сильное влияние магнитного поля на эффективную проводимость как в области газового, так и риплонного рассеяния.

Дюгаев, Рожавский, Вагнер и Видер [63] рассмотрели возможность исследования эффекта Аарона–Бома с использованием кольцевой цепочки электронов на поверхности жидкого гелия. В слабом магнитном поле спектр электронов имеет вид

$$E_{l,n}^{(m)} = -\frac{\Delta}{l^2} + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2}{2mR_0^2} \left(m' + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2,$$

где R_0 — радиус электронного кольца, Φ_0 — квант магнитного потока, Φ — магнитный поток через кольцо, $m' = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Первые два слагаемые имеют тот же вид, что в (13), третье слагаемое описывает влияние магнитного поля на движение электронов в кольце. Несмотря на то что для проведения соответствующих исследований необходимы предельно низкие температуры, эксперименты с такими электронными системами интересны тем, что позволяют исследовать эффект Аарона–Бома в идеальном кольце вигнеровского кристалла и латтинжеровской жидкости.

2.6. Слабая локализация в квазиодномерных электронных системах над жидким гелием

Эффекты локализации в низкоразмерных разупорядоченных электронных системах в настоящее время достаточно широко изучаются как экспериментально, так и теоретически [64]. Различают два

режима локализации: сильную и слабую. Сильная локализация возникает, когда длина пробега носителей l_0 , обусловленная упругим рассеянием, мала и выполняется условие $kl_0 < 1$ (k — волновой вектор электрона). В режиме слабой локализации реализуется условие $kl_0 > 1$. Слабая локализация возникает вследствие интерференции волновой функции электрона при многократном его рассеянии примесями, это приводит к заметным поправкам в кинетических коэффициентах, в частности, к уменьшению проводимости. Процессы неупругого рассеяния и магнитное поле разрушают слабую локализацию. Алтшуллер, Хмельницкий, Ларкин и Ли [65] показали, что в магнитном поле проводимость носителей вследствие подавления локализации возрастает, этот эффект отрицательного магнитосопротивления является одним из наиболее характерных признаков слабой локализации.

До последнего времени основное внимание уделялось изучению эффектов слабой локализации в вырожденных электронных системах — в металлах и полупроводниках. Между тем большой интерес представляет изучение этих эффектов в невырожденном электронном газе, примером которого являются электроны, локализованные на поверхности жидкого гелия и кристаллов водорода и неона. В невырожденных системах путем изменения температуры можно контролируемым образом изменять волновой вектор электронов $k \simeq k_T = \sqrt{2mT}/\hbar$ и, соответственно, величину $k_T l_0$, определяющую в существенной степени процессы локализации. Наряду с изменением k_T в слое ПЭ существует возможность в одном эксперименте менять плотность электронов n и величину l_0 , что может иметь важное значение для исследования тонких эффектов локализации.

Эффекты слабой локализации в двумерной системе электронов над твердым водородом при рассеянии носителей шероховатостями поверхности и атомами гелия изучали Адамс и Пааланен [66], а также Адамс [67] и над поверхностью жидкого гелия при рассеянии атомами гелия в паре — Дам с сотрудниками [68]. В этих работах было обнаружено увеличение магнитопроводимости электронного слоя при возрастании магнитного поля, данный эффект обусловлен подавлением локализации магнитным полем.

Наиболее ярко эффекты слабой локализации проявляются в квазиодномерных и одномерных электронных системах. До настоящего времени электронный перенос в квазиодномерных и $1D$ системах в условиях слабой локализации изучался в различного рода наноструктурах: в металлических пленках и полупроводниках, в углеродных нанотрубках и других системах.

В работах [55–59] в результате исследования подвижности носителей на поверхности жидкого гелия в электронной системе, близкой к одномерной, было обнаружено, что в случае, если подложка загрязнена посторонними примесями или на ее поверхности накапливался заряд, при $T < 0,8$ К наблюдалась локализация носителей, приводившая к существенному уменьшению эффективной подвижности. Однако эксперименты проведены в нулевом магнитном поле и поэтому было трудно разделить процессы сильной и слабой локализации.

Ковдря, Николаенко, Гладченко измеряли магнитосопротивление в электронной системе над жидким гелием, близкой к одномерной, в области газового рассеяния, в температурном интервале 1,3–2,0 К в прижимающем электрическом поле 450 В/см и магнитном поле до 2,5 Тл [69]. Полученные результаты представлены на рис. 14, где приведены значения магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$, отнесенного к сопротивлению каналов в нулевом магнитном поле ρ_0 , при различных значениях магнитного поля B . Видно, что величина ρ_{xx}/ρ_0 сначала уменьшается с ростом магнитного поля, а затем, пройдя через минимум, начинает возрастать приблизительно как $\rho_{xx} \sim B^2$. Естественно предположить, что наблюдаемое в экспериментах отрицательное магнитосопротивление в малых магнитных

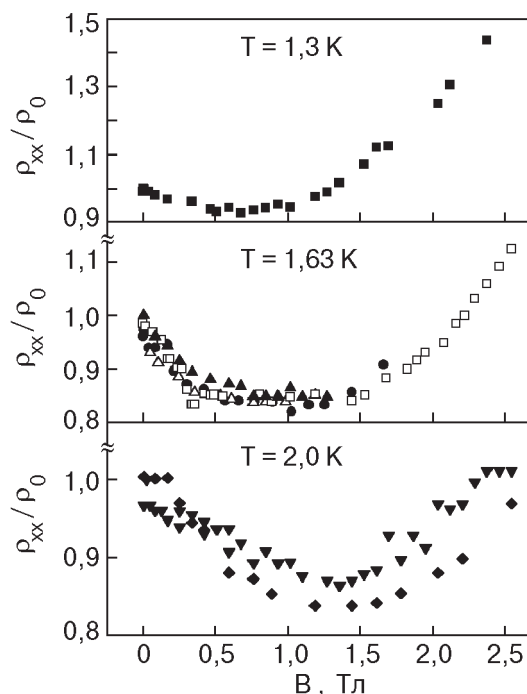


Рис. 14. Зависимость от магнитного поля сопротивления каналов, отнесенного к сопротивлению в нулевом магнитном поле [69] при различных температурах. Разные значки относятся к разным экспериментам.

полях обусловлено эффектами слабой локализации носителей в квазиодномерной электронной системе. Как отмечено выше, магнитное поле подавляет локализацию, что ведет к уменьшению ρ_{xx} . При дальнейшем увеличении магнитного поля ρ_{xx} начинает возрастать вследствие уменьшения эффективного времени релаксации в связи с переходом к квантовому режиму переноса.

Полученные данные позволили определить величину отрицательного магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}$, обусловленного эффектами локализации.

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

$$L_{\phi}^{(2)} = \sqrt{\frac{1}{2} l_0 l_{in}}, \quad l_{in} = v_T \tau_{\phi}, \quad (23)$$

где l_{in} — длина свободного пробега, обусловленная неупругими процессами, v_T — тепловая скорость электрона, τ_{ϕ} — время, в течение которого разрушается когерентность волновой функции локализованного состояния. Стефен [70] показал, что при рассеянии электронов атомами гелия

$$\tau_{\phi} = (6\tau_0\tau_{\lambda}^2)^{1/3}, \quad \tau_{\lambda} = \frac{\hbar}{2k_B T} \left(\frac{M_4}{m} \right)^{1/2}, \quad (24)$$

где τ_0 — время релаксации, обусловленное упругими процессами, M_4 — масса атома ^4He . В табл. 2 приведены значения $L_{\phi}^{(2)}$, подсчитанные с помощью (23), (24). Как видно, при относительно высоких температурах $L_{\phi}^{(2)} < y_n$, а при $T \leq 1,3$ К, наоборот, $L_{\phi}^{(2)} > y_n$. Из сравнения y_n и $L_{\phi}^{(2)}$ следует, что поведение изучаемой системы, обусловленное эффектами локализации, является промежуточным между 1D и 2D.

Величина $\rho_0^{(0)}/\rho_0^{(l)}$ для $B = 0$ ($\rho_0^{(0)}$ и $\rho_0^{(l)}$ — сопротивления каналов в отсутствие и при наличии локализации соответственно), а также величины l_0 и y_n приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что влияние локализации на проводимость системы в нулевом магнитном поле составляет $\sim 20\%$. При-

веденные в таблице величины $\Delta\sigma/n$, которые характеризуют уменьшение проводимости вследствие эффектов слабой локализации, отнесенной к единичному заряду, представлены на рис. 15 в зависимости от плотности атомов гелия в паре N_g . Видно, что $\Delta\sigma/n$ возрастает с уменьшением N_g .

Влияние слабой локализации на магнитопроводимость невырожденного электронного газа исследовано в [70]. Соответствующее выражение для σ_{xx} аналогично полученному в [65] и может быть представлено в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2}{m\tilde{d}} \int_{E_c}^{\infty} \frac{dE}{1 + \mu^2 B^2} \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) \left[v_{\tilde{d}} E \tau_0 - \frac{m\tilde{d}}{2\pi} J_{\tilde{d}} \right]. \quad (25)$$

Здесь E — энергия; f — функция распределения; $v_{\tilde{d}}$ — плотность состояний; E_c — граничная энергия, ниже которой локализованные электроны не дают вклад в проводимость; \tilde{d} — размерность системы. Величина $J_{\tilde{d}}$ зависит от размерности системы и для двумерного электронного газа определяется выражением

$$J_2 = \frac{1}{4\pi} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar m}{4eBE\tau_0^2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar m}{4eBE\tau_0\tau_{\phi}} \right) \right], \quad (26)$$

которое при $B = 0$ сводится к

$$J_2 = \frac{1}{4\pi} \ln \frac{\tau_{\phi}}{\tau_0}. \quad (27)$$

Здесь $\Psi(x)$ — дигамма-функция. Уменьшение проводимости двумерной электронной системы в нулевом магнитном поле за счет эффектов слабой локализации определяется выражением [70]

$$\Delta\sigma_2 = -\frac{ne^2\hbar}{2\pi mk_B T} \ln \frac{\tau_{\phi}}{\tau_0}. \quad (28)$$

При выводе (28) предполагалось $E_c = 0$, что справедливо для рассеяния электронов атомами гелия в

Таблица 2

Характеристики проводящих каналов

$T, \text{ K}$	$\tau_0, 10^{-11} \text{ c}$	$l_0, 10^{-5} \text{ cm}$	$k_T l_0$	$y_n, 10^{-5} \text{ cm}$	$L_{\phi}^{(2)}, 10^{-5} \text{ cm}$	$\rho_0^{(0)}/\rho_0^{(l)}$	$\Delta\sigma/n, 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{c}$
1,3	10,3	3,6	10,9	2,64	4,64	0,83	4,44
1,63	2,51	0,97	3,29	2,96	2,0	0,75	1,59
2,0	0,91	0,42	1,58	3,3	1,06	0,86	0,35

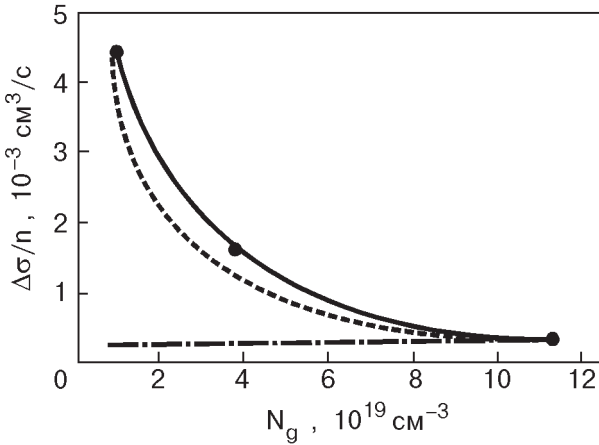


Рис. 15. Зависимость величины $\Delta\sigma/n$ от плотности атомов гелия в паре [69]. Сплошная линия — экспериментальные данные; штрих-пунктир — расчет [70] для 2D системы; пунктир — расчет с использованием (29) при $\tau_\phi/\tau_0 = 1,44$.

паре, когда плотность атомов гелия N_g невелика. Величина $\Delta\sigma_2/n$, подсчитанная с использованием (24) и (28), представлена на рис. 15 (штрих-пунктирная линия). На рис. 15 видно, что соотношение (28) плохо соответствует экспериментальным данным.

Используя (25), в [69] получено выражение, описывающее уменьшение проводимости одномерного электронного невырожденного газа вследствие эффектов локализации. При этом предполагалось, что для $\bar{d} = 1$ величина $J_{\bar{d}} = a'(L_\phi^{(1)} - l_0)$ [64], где $L_\phi^{(1)}$ — характерное расстояние, на котором нарушается когерентность волновой функции в одномерной системе, a' — постоянная. Соответствующее выражение для $\Delta\sigma_1$ имеет вид

$$\Delta\sigma_1 = -\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{ne^2}{m} \tau_0 \left[\left(\frac{\tau_\phi}{\tau_0}\right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (29)$$

При выводе (29) предполагалось, что $a' = 1$, $L_\phi^{(1)} = v_T(\tau_\phi/\tau_0)^{1/2}$, v_T — тепловая скорость. Выражение (29) неплохо описывает экспериментальные данные, если принять, что $\tau_\phi/\tau_0 = 1,44$ (пунктирная линия на рис. 15). Такое согласие расчетных и экспериментальных данных, по-видимому, означает, что исследуемая система по своим характеристикам процессов слабой локализации при $T < 2$ К близка к одномерной.

Интересно отметить, что экспериментальные значения τ_ϕ/τ_0 меньше аналогичной величины в [68]. По-видимому, в рассматриваемой квазиодномерной системе появляются дополнительные механизмы разрушения когерентности волновой функции, например, связанные с межуровневыми переходами.

Как известно, магнитное поле разрушает локализацию, когда магнитная длина $\lambda_H \approx l_0$. Однако это условие вряд ли применимо к исследуемой системе. Как было отмечено в разд. 2.1, энергетический спектр (13) одномерной электронной системы в магнитном поле описывается выражением (15). Интересной особенностью в данном случае является то, что в отличие от двумерной электронной системы, где электрон локализуется магнитным полем на длине порядка λ_H , в исследуемой системе, поскольку в спектре (15) в магнитном поле $k_x \neq 0$, для электрона по-прежнему остается возможность движения вдоль канала. Можно предположить, что в этом случае эффекты локализации, возникающие в результате взаимодействия электронов с рассеивателями, подавляются существенно большими магнитными полями.

3. Коллективные эффекты в квазиодномерных электронных системах

3.1. Плазменные колебания

Закон дисперсии плазменных колебаний в двумерной системе частиц с кулоновским взаимодействием впервые рассмотрен Ритчи [71]. Было установлено, что в отличие от трехмерного случая спектр плазменных колебаний в двумерном слое зарядов не имеет пороговой частоты и может быть представлен в виде

$$\omega(k) = \left(\frac{2\pi ne^2}{m} k \right)^{1/2}, \quad (30)$$

где k — волновой вектор плазмонов. Наличие металлических электродов приводит к частичному экранированию кулоновского взаимодействия, и спектр (30) меняется. Для тонких пленок гелия, когда толщина пленки $d \ll a$ (a — среднее расстояние между электронами), спектр плазменных колебаний в длинноволновом пределе, как было показано Монархой [72], имеет звуковой характер с законом дисперсии

$$\omega(k) = u_0 k, \quad u_0 = \left(\frac{4\pi e^2 nd}{m} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

Энергетический спектр плазменных колебаний над массивным гелием впервые наблюдали в [15].

Спектр плазменных колебаний в одномерной электронной системе рассматривали Крашенинников и Чаплик [73], а также Чаплик в [38]. Было показано, что с точностью до логарифмического множителя спектр продольной ветви плазмонов имеет звуковой характер и определяется выражением

$$\omega_{\parallel}(k) = c_{\parallel} k_x, \quad c_{\parallel} = e \sqrt{\frac{2}{ma} \ln \left(\frac{1}{k_x a} \right)}. \quad (32)$$

Закон дисперсии коллективных мод в одномерной цепочке электронов, находящихся в канале, заполненном жидким гелием, теоретически изучен Соколовым и Киричем в широком интервале волновых векторов k_x [74]. Расчет проведен как для нулевого магнитного поля, так и для магнитного поля, отличного от нуля. Результаты расчета представлены на рис. 16 — закон дисперсии продольной ω_{\parallel} и поперечной ω_{\perp} мод плазменных колебаний для одиночной цепочки электронов. Видно, что характерная особенность поперечной оптической ветви ω_{\perp} , которая начинается с пороговой частоты ω_0 (см. (11)), заключается в том, что функция $\omega_{\perp}(k_x)$ является убывающей при изменении k_x от 0 до π/a . Расчеты показывают, что магнитное поле «смягчает» продольную моду; в пределе $\omega_0 < \omega_c$ самая низкая мода определяется выражением $\omega_{-} \approx (\omega_0/\omega_c)\omega_{\parallel}$, т.е. $\omega_{-} < \omega_{\parallel}$.

Частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе параллельных каналов, была рассчитана в [59]. Закон дисперсии плазмонов, как было показано, имеет следующий вид:

$$\omega_p^2(k_x) = \frac{4\pi n_l e^2}{mb} k_x \frac{\Delta_{Dd}}{\Delta_{HD}} \operatorname{sh}(k_x(H-d)), \quad (33)$$

$$k_x = \frac{\pi}{L_x} n, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Параметры Δ_{Dd} и Δ_{HD} определяются геометрией ячейки:

$$\Delta_{Dd} = \varepsilon_d \operatorname{ch}(k_x D) \operatorname{sh}(k_x d) + \operatorname{ch}(k_x d) \operatorname{sh}(k_x D),$$

$$\Delta_{HD} = \varepsilon_d \operatorname{ch}(k_x D) \operatorname{sh}(k_x H) + \operatorname{ch}(k_x H) \operatorname{sh}(k_x D). \quad (34)$$

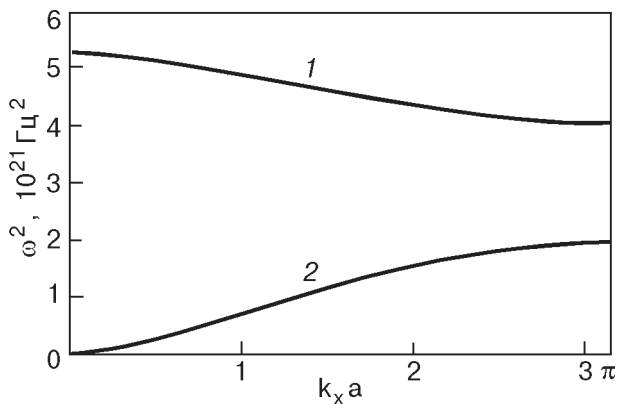


Рис. 16. Закон дисперсии коллективных мод ω_{\perp} (1) и ω_{\parallel} (2) одномерной цепочки электронов для $r = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $a = 10^{-4}$ см при $E_{\perp} = 1500$ В/см [74].

Здесь k_x — волновой вектор колебаний, b — расстояние между каналами, D — толщина диэлектрической подложки, на которой формируются каналы, d — толщина гелиевого слоя в канале, H — расстояние от подложки до верхнего электрода. При рассмотрении предполагалось, что распределение электронной плотности поперек канала носит δ -образный характер.

В общем виде проблему плазменных возбуждений в невырожденной квазиодномерной электронной системе рассматривали Соколов и Стударт [75]. Авторы использовали многочастичный подход и с помощью приближения случайных фаз для произвольного значения волнового вектора k_x и номера подзон рассчитали функцию отклика квазиодномерной системы. В пределе малых волновых векторов и низких температур были получены спектры плазмонов, распространяющихся внутри зоны и между зонами. Было показано, что в соответствии с расчетами, проведенными ранее [74], закон дисперсии плазмонов вдоль зон носит звуковой характер, а плазменные колебания, распространяющиеся поперек каналов, — оптический.

Эксперименты по прямым измерениям спектра плазменных колебаний в одномерных и квазиодномерных электронных системах над жидким гелием пока не проводились. В работах [55–59] частота плазменных колебаний оценивалась с использованием соответствующих выражений для кондактанса экспериментальной ячейки [59]. Величины $\tilde{\omega}_p$, найденные в опытах, оказались приблизительно в три раза больше теоретических значений согласно (33), (34). Такое различие было объяснено в [59] тем, что вследствие некоторого неизбежного несовершенства профилированной подложки, на которой реализована 1D система, происходит деление каналов на более короткие участки, так что величина средней эффективной длины жидких каналов, входящая в выражения (33), (34), оказывается меньше. Это приводит к увеличению k_x и соответственно частоты $\tilde{\omega}_p$. В [51,52] характерные частоты плазменных колебаний оценивались по данным о подвижности электронов в условиях их сильной локализации. В обеих работах получены качественные результаты, которые не позволяют произвести надежное сравнение с теорией. Отметим, что плазменные колебания в условиях экспериментов [55–59] являются сильно затухающими, так что на самом деле речь может идти только о некоторых средних частотах, характеризующих время отклика 1D системы на возмущение. Прямые измерения спектра продольных плазменных колебаний в 1D системе электронов над жидким гелием возможны только при достаточно низких температурах в условиях высокой подвиж-

ности носителей или при больших значениях волнового вектора k_x , когда частоты колебаний будут велики [75].

3.2. Переход в упорядоченное состояние

При достаточно низких температурах и высоких плотностях частиц двумерная система электронов переходит в кристаллическое состояние. Переход имеет место, когда параметр Γ , характеризующий отношение потенциальной энергии частиц к их кинетической энергии, $\Gamma = e^2 \sqrt{\pi n} / k_B T$, достигает значений $\Gamma_m = 127$ [25–27]. Плавление двумерного кристалла описывается теорией Костерлица – Таулесса [76], рассматривающей плавление как появление большого числа свободных дислокаций, которые ниже температуры перехода связаны друг с другом. В [76] показано, что температура плавления зависит от модуля сдвига двумерного кристалла, точный расчет этой величины проведен Морфом [77]. При этом для Γ_m было получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Теория дислокационного плавления, как установили Нельсон и Гальперин [78], предсказывает появление выше температуры плавления T_m гексатической фазы, которая при более высоких температурах переходит в изотропную жидкость.

При обсуждении устойчивости кристалла рассматривают среднеквадратичные смещения частиц в узлах решетки от положения равновесия. В модели гармонических колебаний эти смещения могут быть представлены в виде [3]

$$\langle \Delta u^2 \rangle = \frac{\hbar}{2mN} \sum_{k,p} \frac{1}{\omega_p(k)} \operatorname{cth} \frac{\hbar \omega_p(k)}{2k_B T}, \quad p = l, t, \quad (35)$$

где N – полное число частиц в системе. Для трехмерного кристалла $\langle \Delta u^2 \rangle$ оказывается малой величиной, а для двумерного расходится как $\ln L$ (L – размер кристалла). Тем не менее в этом случае для кристалла с ограниченными размерами при достаточно низких температурах величина $\langle \Delta u^2 \rangle$ оказывается конечной. Для одномерных линейных цепочек положение не столь определенное. Тем не менее, как показывают оценки [38], для одномерной системы конечной длины температура перехода в упорядоченное состояние оказывается конечной и составляет

$$T_c \approx \frac{4\pi^2 a m c_{\parallel}^2}{k_B L}, \quad (36)$$

где c_{\parallel} берется из (32). Оценки показывают, что для типичных размеров проводящих каналов $L = 1$ см и $a = 10^{-4}$ см величина $T_c \approx 1$ К. Таким образом, при

$T < T_c$ одномерная электронная система может быть упорядоченной.

В двумерном кристалле электроны, локализованные в кристаллической решетке, образуют на поверхности жидкого гелия лунки, что приводит к появлению связанных электрон-риплонных мод [25], подробно изученных в [79]. Аналогичная картина должна наблюдаться и в линейной электронной цепочке, если в ней произошел переход в упорядоченное состояние. Соколов и Стударт [80] при изучении свойств связанных электрон-риплонных мод в упорядоченной линейной цепочке показали, что электрон-риплонное связывание, так же как и в случае $2D$ системы, приводит к появлению под электронами лунок, причем в этом случае для продольного и поперечного движения частиц эффективные массы M_{\parallel} и M_{\perp} будут различными. В соответствии с этим продольная плазменная мода $\tilde{\omega}_l$ и поперечная частота колебаний электронов в каналах $\tilde{\omega}_0$ приобретают вид

$$\tilde{\omega}_l = \omega_{\parallel} \left(\frac{m}{M_{\parallel}} \right)^{1/2}, \quad \tilde{\omega}_0 = \omega_0 \left(\frac{m}{M_{\perp}} \right)^{1/2}, \quad (37)$$

где ω_{\parallel} берется из (32), а ω_0 – из (11). Оценки показывают, что при $a = 10^{-4}$ см, $E_{\perp} = 3000$ В/см величина $M_{\parallel} = 2,3 \cdot 10^4 m$, а величина $M_{\perp} = 10^{11} m$. Это намного больше эффективной массы электрона при $2D$ упорядочении. Рассмотренные эффекты могут быть использованы для поиска упорядоченной фазы в $1D$ системе электронов над жидким гелием.

Образование лунки в $1D$ электронной системе над жидким гелием с соответствующим увеличением эффективной массы должно привести к существенному уменьшению подвижности. Подобный эффект для двумерного электронного кристалла наблюдался в [27]. Для $1D$ электронной системы в [55–59] не было отмечено уменьшения подвижности, связанного с возникновением упорядочения, вплоть до 0,5 К. По-видимому, для наблюдения этого эффекта нужны более низкие температуры.

Классическую невырожденную систему электронов в узких каналах (квазидвумерная электронная система) изучали Байя и Меротра методом молекулярной динамики [81]. При исследовании слоя, содержащего до 50 электронов вдоль канала и 8 электронов поперек канала, было установлено, что критическое значение параметра Γ , при котором происходит плавление, существенно больше аналогичной величины для $2D$ системы электронов. На рис. 17 представлена зависимость параметра Γ_m от числа электронов вдоль канала N_x . Видно, что до $N_x = 20$ величина $\Gamma_m = 250$ –350, при больших значениях N_x величина Γ_m возрастает скачком до $\Gamma_m =$

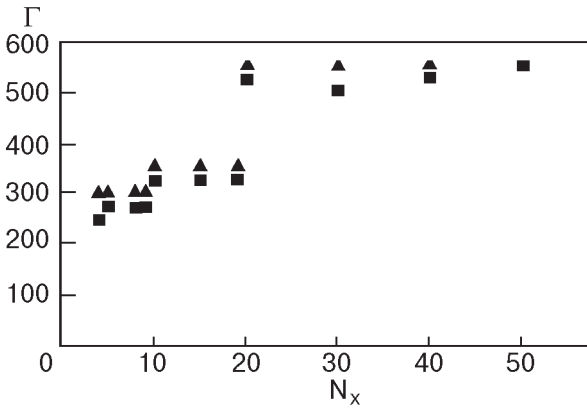


Рис. 17. Зависимость величины Γ от числа электронов вдоль канала N_x для $N_y = 8$: $\Gamma < \Gamma_m$ (■), $\Gamma > \Gamma_m$ (▲). Кривая плавления проходит между точками, обозначенными разными значками [81].

= 550. Интересной особенностью полученных результатов является то, что, как показывает расчет, в жидком состоянии электроны локализованы поперек канала и делокализованы вдоль канала.

Экспериментально кристаллизацию электронов в узком канале изучали Ли с сотрудниками [82]. Измерена проводимость электронов вдоль канала шириной 16 мкм, длиной 395 мкм и глубиной 1,6 мкм, размещенного над поверхностью жидкого гелия. Схематически электронный микроканал представлен на рис. 18. Прикладывая соответствующие удерживающие потенциалы к электродам, можно сформировать электронный слой шириной ~ 10 мкм (поперек канала при этом находилось 30 электронов), а с помощью переменного напряжения, прикладываемого к истоковому и стоковому электродам, измерить сопротивление канала. Полученные результаты приведены на рис. 19 в виде зависимости сопротивления канала ρ от температуры. Видно, что при $T > 0,8$ К величина ρ уменьшается с понижением T , причем зависимость хорошо описывается теорией. Однако при $T < 0,8$ К начинается значительный рост сопротивления канала, тем больший, чем больше возбуждающий сигнал, действующий на электронный слой. Этот эффект авторы связывают с переходом от изотропной жидкости при высоких температурах к пространственно упорядоченной фазе вблизи T_m . Установлено, что величина нелинейного эффекта зависит от скорости электронов. На рис. 20 приведено электрическое поле, действующее на электронный слой, отвечающее различным скоростям движения электронов вдоль канала. При значениях скорости $v < 7$ м/с наблюдается линейный режим, при $v_c = 7,1$ м/с начинается черенковское излучение движущимися электронами риплонов с волновым вектором $q = G_1$ (G_1 — первый

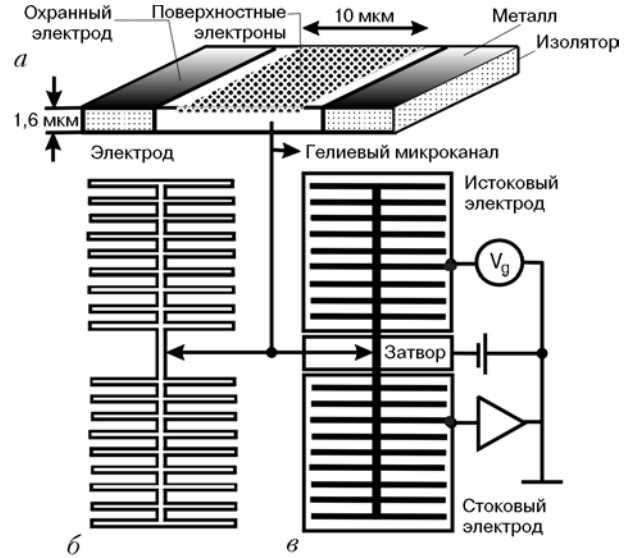


Рис. 18. Схематический вид электронного микроканала: разрез микроканала (а); фотография микроканала (б); подключение измерительной схемы к микроканалу (в) [82].

вектор обратной решетки кристалла). При $v > v_c$ электроны покидают лунки и движутся независимо от них. Такая картина наблюдалась и для 2D кристалла [83]. Поскольку поперек канала плотность электронов неоднородна, возникают линии тока, причем в некоторых из них электроны покидают лунки, а в остальных движение электронов связано с движением лунок. Этим и обусловлено существование области, где v слабо зависит от $E_{||}$. Периодические осцилляции максимального электрического поля, которое реализуется в электронном канале, свидетельствуют о таком динамическом упорядочении в квазидвумерном электронном кристалле.

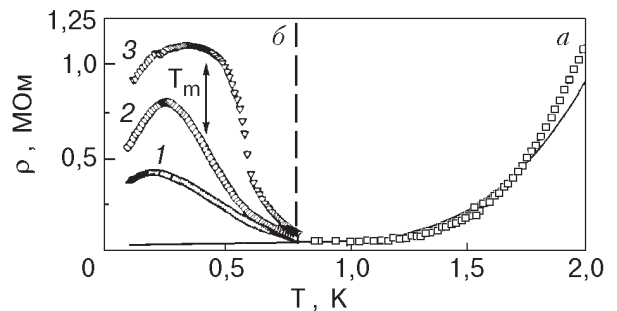


Рис. 19. Эффективное сопротивление электронного слоя в микроканале: а — $\rho(T)$ при $T > 0,8$ К для $n = 5,1 \cdot 10^8$ см⁻², сплошная кривая — теоретический расчет; б — $\rho(T)$ при $T < 0,8$ К для скорости электронов 16 (1), 31 (2) и 64 (3) м/с для $n = 3,5 \cdot 10^8$ см⁻². Стрелкой указана температура плавления кристалла с такой плотностью электронов для 2D слоя [82].

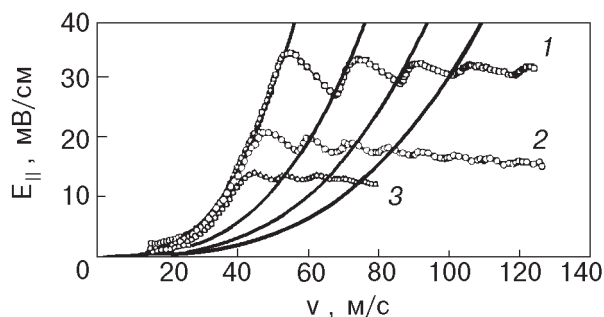


Рис. 20. Характеристики ведущее электрическое поле — скорость электронов для прижимающего потенциала 1,8 (1), 1,2 (2) и 0,8 (3) В. Линии проведены через точки особенностей на экспериментальных кривых [82].

4. Нуль-мерные электронные системы над жидким гелием

Типичной нуль-мерной системой, которая реализуется в жидком гелии, является электрон, локализованный в пузырьке [3]. Характеристики пузырька определяются, с одной стороны, давлением, оказываемым локализованным электроном на жидкость, а с другой — поверхностным натяжением и внешним давлением. Характерный размер электронного пузырька в жидком ^4He составляет $\sim 25 \text{ \AA}$, энергия основного состояния $\sim 0,15 \text{ эВ}$. Свойства электронных пузырьков в гелии рассматривались во многих оригинальных работах, а также обзорах и монографиях (см., например, [3]).

На поверхности жидкого гелия может реализоваться несколько типов нуль-мерных электронных состояний. Некоторые из них будут рассмотрены более подробно. В плотном газообразном гелии электроны могут также локализоваться в пузырьках, их свойства подробно изучены в [84]. Электрическим полем такие пузырьки можно локализовать вблизи поверхности жидкого гелия, реализуя своеобразную электронную нуль-мерную систему на границе раздела жидкий гелий — пар. Кроме изучения подвижности электронных пузырьков в газе вблизи поверхности жидкости [10], никаких экспериментов по исследованию характеристик этих систем проведено не было. Своеобразное поляронное состояние, в котором локализуется электрон, в газообразном гелии в сильном магнитном поле было предсказано в [85]. Эксперименты по обнаружению и изучению свойств этого состояния, в том числе вблизи поверхности жидкого гелия, нам не известны.

4.1. Поляронные состояния электронов на поверхности жидкого гелия. Локализация электронов в поляронах над гелиевой пленкой

Шикин [86] показал, что в достаточно сильном прижимающем электрическом поле электрон может локализоваться в плоскости раздела пар — жидкий гелий. На поверхности жидкого гелия возникает своеобразный полярон — электрон плюс деформация поверхности жидкости. Локализация электрона приводит к возникновению локального давления на поверхность жидкого гелия, в свою очередь действие этого давления вызывает деформацию поверхности жидкости и, соответственно, приводит к образованию микроскопической лунки. Возникает самосогласованная локализация электрона. Шикин [86], а также Шикин и Монарха в [87] показали, что энергию такого локализованного состояния электрона можно представить в виде

$$W = -\frac{e^2 E_{\perp}^2}{4\pi\alpha} \left[\ln \left(\frac{\sqrt{2}}{\kappa L \gamma_0^{1/2}} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad \gamma_0 = 1,87, \quad (38)$$

где L — характерный размер лунки, $\kappa = \sqrt{\rho g / \alpha}$ — капиллярная постоянная жидкого гелия. Величина L определяется выражением

$$L = \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{m}} \frac{\hbar}{eE_{\perp}}. \quad (39)$$

Как следует из (38), величина W отрицательна, если $\kappa L \ll 1$. При $E_{\perp} = 3000 \text{ В/см}$ величина $W = -0,1 \text{ К}$, и, следовательно, при $T < 0,1 \text{ К}$ образование электронного полярона энергетически выгодно. Объем лунки определяется соотношением

$$V_L = 2\pi \int_0^{\infty} \xi(r) r dr = \frac{eE_{\perp}}{\alpha \kappa^2}, \quad (40)$$

где $\xi(r)$ — прогиб поверхности жидкости. При $E_{\perp} = 3000 \text{ В/см}$ величина $V_L = 10^{-6} \text{ см}^3$, соответственно, эффективная масса полярона может достигать значений $10^2 - 10^3 M_4$ (M_4 — масса атома гелия).

Электронные состояния в таких поляронах можно рассматривать как нуль-мерные. Они обладают характеристиками, свойственными нуль-мерным системам: энергией связи и длиной локализации, а также, при наличии достаточно глубокой потенциальной ямы, в которой происходит локализация электронов, — набором энергетических уровней.

Магнитное поле, нормальное к поверхности жидкости, способствует появлению электронного полярона. В пределе, когда магнитная длина $\lambda_H \ll L$, энергия связи полярона может быть представлена в виде [3]

$$W = -\frac{e^2 E_{\perp}^2}{4\pi\alpha} \ln\left(\frac{1,1}{\kappa\lambda_H}\right). \quad (41)$$

Характеристики одноэлектронных лунок над тонкими слоями жидкого гелия были рассмотрены Монархой [33]. Как было отмечено, наличие подложки приводит к появлению дополнительного прижимающего электрического поля, кроме того, необходимо учитывать перенормировку капиллярной постоянной из-за ван-дер-ваальсовских сил, действующих со стороны подложки. Эффективная капиллярная постоянная пленки может быть представлена в виде

$$\tilde{\kappa}^2 = \frac{\rho}{\alpha} (g + \tilde{g}), \quad \tilde{g} = \frac{\partial\beta}{\partial d}, \quad (42)$$

$$\beta = -\frac{\beta_0}{d^3(1 + d/d')},$$

где β_0 и d' — постоянные, характеризующие вещество подложки. Энергия связи полярона зависит от толщины пленки как d^{-4} . Для тонких пленок величина W может достигать нескольких градусов, а максимальный прогиб жидкости в лунке ξ_0 — нескольких ангстремов.

Электронные поляроны над жидким гелием интересны тем, что, изменяя прижимающее электрическое поле, можно менять величину связи частицы со средой. Энергию связи и эффективную массу электронного полярона исследовали Ипполито, Фариас и Стударт [88] и Джексон и Платцман [89,90] в рамках феймановского метода функционального интеграла по траекториям. Результаты расчетов зависимости энергии связи W полярона над массивным гелием от прижимающего электрического поля представлены на рис. 21. Видно хорошее согласие расчетов, выполненных различными методами. На рис. 22 приведена эффективная масса полярона M^* в зависимости от толщины гелиевой пленки d для различных подложек [92]. Величина M^* резко увеличивается с уменьшением d даже для подложек со слабой ван-дер-ваальсовой связью, таких как твердый неон.

Гидродинамическая модель электронного полярона предполагает отсутствие тепловых риплонов на поверхности жидкости, т.е., строго говоря, она верна при $T = 0$ К. Особенности образования полярона над гелиевой пленкой при конечных температурах были рассмотрены в [89,90]. Проведен расчет энергии связи и эффективной массы поляронов как для тонких пленок ($d = 100$ Å), так и для пленок произвольной толщины для различных температур и константы связи, определяемой соотношениями

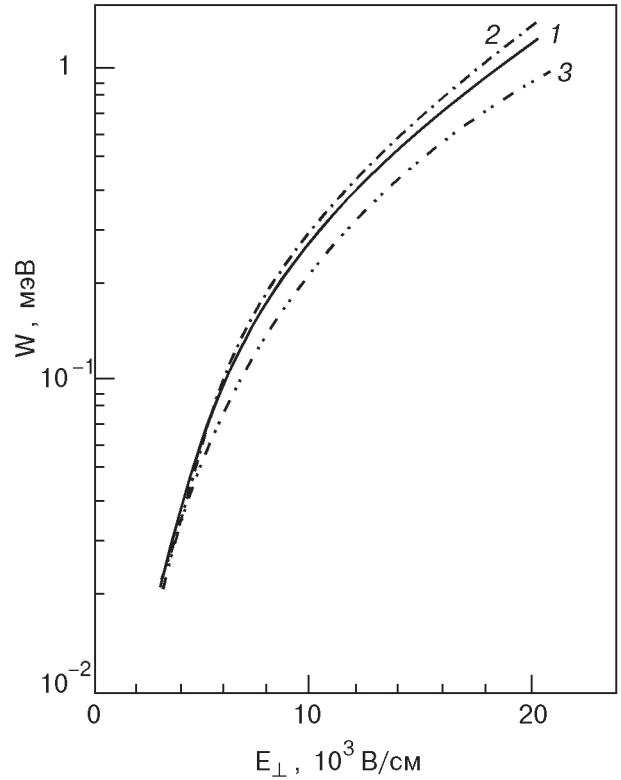


Рис. 21. Зависимость энергии связи электрона в одноэлектронной лунке от прижимающего электрического поля E_{\perp} : 1 — расчет [88], 2 — расчет по формуле (38), 3 — расчет [91].

$$\tilde{\alpha} = \frac{(eE_{\perp}^*)^2}{8\pi\alpha E_c}, \quad E_c = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m}, \quad (43)$$

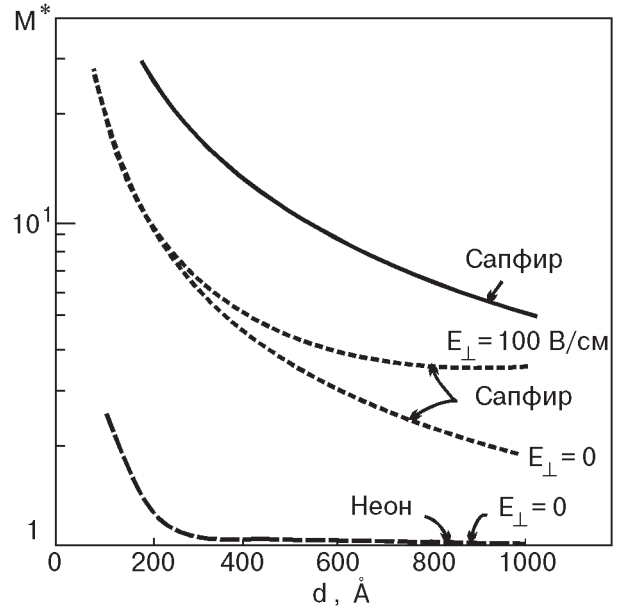


Рис. 22. Зависимость эффективной массы полярона от толщины гелиевой пленки. Сплошная линия — самосогласованный расчет, пунктирные линии — гармоническое приближение [88].

где k_c принимается равным $\tilde{\kappa}$. Установлено, что тепловые риплоны разрушают поляронные состояния, препятствуя образованию стабильной лунки, причем разрушение локализованного состояния происходит при достаточно малом значении отношения $k_B T / W$. На рис. 23 представлены зависимости эффективной массы полярона от $\tilde{\alpha}$ для различных величин $x_0 = E_c / k_B T$ [89]. Видно, что для малых значений x_0 (высокие температуры) образование полярона затруднено даже при больших значениях константы связи.

Подробный анализ теоретических работ, в которых рассчитывались различные характеристики электронных поляронов на поверхности жидкого гелия, дан в обзоре Стударта и Соколова (см. [4], с. 245).

Поиску поляронных состояний над поверхностью жидкого гелия посвящено много работ. Несмотря на то, что окончательные выводы об обнаружении таких состояний с достаточно большой энергией связи и стабильной лункой, по-видимому, делать еще рано, тем не менее представляет интерес обсуждение основных результатов проведенных экспериментов и направлений дальнейших поисков.

Первые свидетельства о возможности образования магнитного полярона над жидким гелием получил Эдельман в экспериментах по циклотронному резонансу (ЦР) [93]. Был обнаружен сдвиг линий ЦР в область более высоких частот на величину $\delta\omega_c$, которая могла частично определяться образова-

нием магнитного полярона. Согласно теоретическим оценкам [94–96],

$$\delta\omega_c = \frac{e^2 E_{\perp}^2}{8\pi\hbar}. \quad (44)$$

Экспериментальное значение $\delta\omega_c$ оказывается приблизительно в три раза выше теоретического, однако зависимость $\delta\omega_c$ от E_{\perp} качественно совпадает с (44).

Образование полярона должно приводить к резкому изменению характера движения электрона вдоль поверхности жидкого гелия. Если подвижность свободных электронов определяется их взаимодействием с атомами гелия в паре и риплонами, то, поскольку характерные размеры поляронной лунки на поверхности гелия $L = 10^{-5}$ см, подвижность электронного полярона должна определяться вязкостью жидкости. В [87] было показано, что подвижность полярона над массивным гелием может быть представлена в виде

$$\mu = \frac{2\pi\hbar\alpha^{5/2}}{\eta m^{1/2} e^2 E_{\perp}^3}, \quad (45)$$

где η — вязкость жидкого гелия. Значение μ из (45) намного меньше подвижности свободных электронов. Кроме того, температурная зависимость подвижности, согласно (45), определяется температурной зависимостью α и η . Поскольку η для жидкого ^4He при $T < 1,3$ К увеличивается с понижением температуры, соответственно, μ должно уменьшаться. Отметим также, что в отличие от свободных электронов, для которых при больших прижимающих электрических полях $\mu \sim E_{\perp}^{-2}$, для электронных поляронов $\mu \sim E_{\perp}^{-3}$. В [33] было получено следующее выражение для подвижности электронных поляронов над гелиевой пленкой:

$$\mu = \frac{4\pi\alpha^2 e (\tilde{\kappa}d)^2 d}{3\eta (F^*)^2}, \quad F^* = eE_{\perp} + F_d, \quad (\tilde{\kappa}d)^2 < L/d, \quad (46)$$

где F_d — из (6).

Таким образом, образование поляронов над жидким гелием наиболее просто можно обнаружить по наличию особенностей в поведении подвижности электронов над жидким гелием в больших прижимающих электрических полях, а также над тонкими слоями гелия. В основном таким способом пытались регистрировать поляронные состояния над жидким гелием.

Уже в первых экспериментах, в которых были обнаружены поверхностные электронные состояния над гелиевой пленкой, было установлено, что скорость движения ПЭ над пленкой очень низка. Оставалось, однако, неясным, обусловлен этот эффект

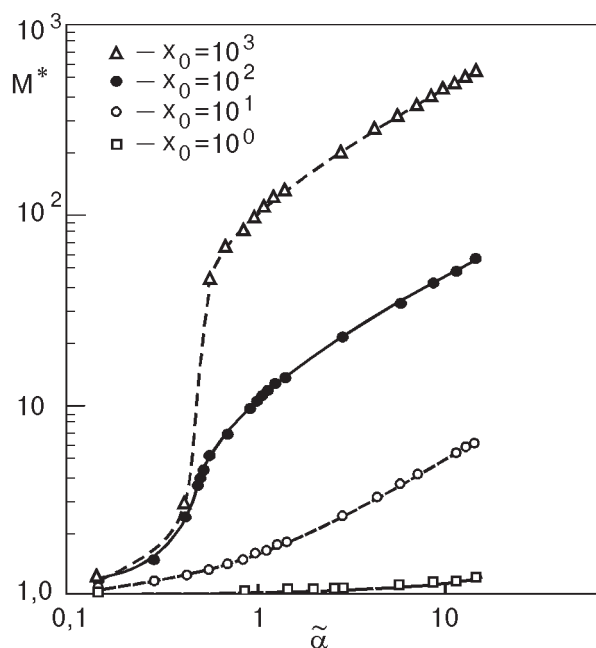


Рис. 23. Эффективная масса M^* электронного полярона в зависимости от константы связи $\tilde{\alpha}$ для различных значений $x_0 = E_c / k_B T$ [89].

малой подвижностью электронов или другими механизмами, например, малой скоростью перехода электронов с гелиевой пленки на массивную жидкость, где их регистрировали. Первые измерения подвижности ПЭ над гелиевой пленкой, выполненные с использованием СВЧ резонаторов [34], показали, что подвижность ПЭ для пленок толщиной 300 \AA в зависимости от сорта подложки и качества ее поверхности составляет $0,1-1,0 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что много меньше подвижности электронов над массивным гелием.

Измерительная ячейка, использованная в [34], изображена на рис. 24. Цилиндрический резонатор 1 диаметром и высотой 42 мм, стенки которого покрывали слоем свинца, размещался в камере 2. Дно резонатора электрически изолировано от стенок. Диэлектрическую вставку 3 толщиной 1 мм и диаметром 41 мм помещали на дно резонатора. Источником электронов служили либо включаемая на короткое время нить накаливания 5, либо разряд вблизи вольфрамового острия 6. Для ввода и вывода ВЧ мощности служили коаксиальные линии 7, причем коэффициент связи их с резонатором можно было перестраивать юстировочными винтами, расположенными с внешней стороны криостата. Для измерений использовали тип электромагнитных колебаний в резонаторе H_{011} . В этом случае переменное электрическое поле направлено параллельно поверхности диэлектрической вставки.

Добротность резонатора определяли по декременту затухания сигнала с помощью прецизионного куметра с относительной погрешностью $\sim 0,5\%$.

Толщину пленки при заданном значении H , которое определяли по сдвигу частоты резонатора при заполнении его гелием до нужного расстояния от дна, рассчитывали по формуле $d = k_0/H^{1/3}$, где k_0 считали равным $3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{4/3}$. Измерения проводились на частоте 9,4 ГГц в области температур 1,65–2,15 К и концентраций электронов до $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Проводимость электронного слоя определяли по сдвигу добротности резонатора при зарядке диэлектрической вставки электронами. Относительная погрешность в определении проводимости равна 5%.

Полученные значения эффективной высокочастотной подвижности электронов для пленки на поверхности сапфировой подложки составляла $0,1 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при 1,7 К. Зависимость подвижности электронов над гелиевой пленкой на поверхности ситалла ($\epsilon_d = 5,6$) от толщины гелиевой пленки d , полученная Менде, Ковдрей, Николаенко [97], показана на рис. 25. Видно, что μ возрастает с увеличением d , при $d = 600 \text{ \AA}$ величина μ достигает значе-

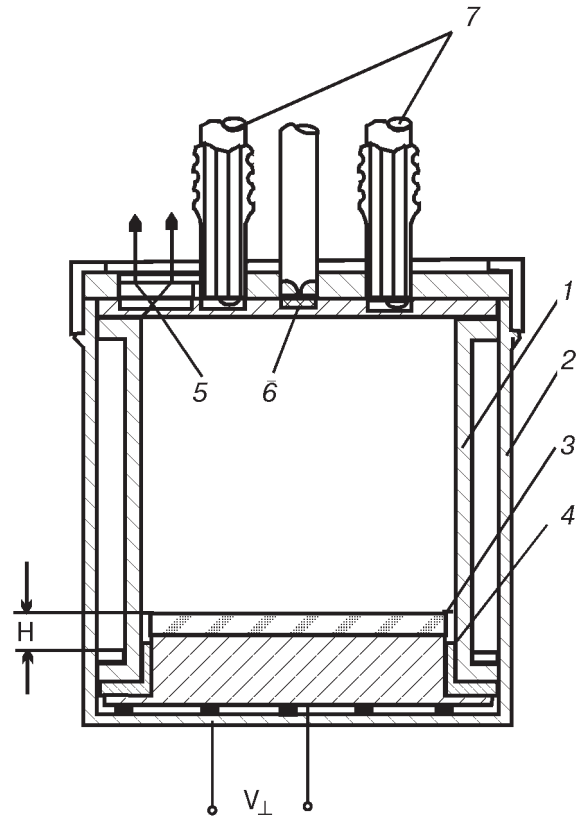


Рис. 24. Схема экспериментальной ячейки для исследования высокочастотной проводимости электронов над пленкой гелия: 1 — цилиндрический резонатор, 2 — вакуумная камера, 3 — диэлектрическая вставка, 4 — дно резонатора, 5 — нить накаливания, 6 — разрядник, 7 — коаксиальные кабели [34].

ния подвижности ПЭ над массивным гелием. В работе установлено, что подвижность электронов приблизительно обратно пропорциональна плотности атомов гелия в паре.

Низкочастотные измерения подвижности электронов над пленкой жидкого гелия были впервые

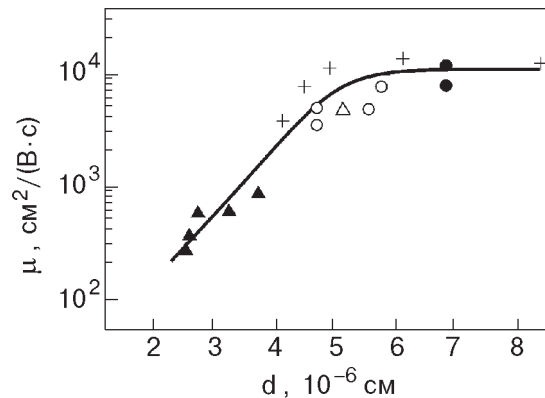


Рис. 25. Зависимость эффективной высокочастотной подвижности электронов от толщины гелиевой пленки на подложке из ситалла ($\epsilon_d = 5,6$) [97].

проведены в [35]. Особенность использованной в работе экспериментальной ячейки заключалась в том, что положение уровня жидкого гелия относительно подложки можно было изменять с помощью системы двух связанных сильфонов, в один из которых подавали под давлением гелий. Положение уровня гелия измеряли емкостным датчиком.

Полученные результаты представлены на рис. 26. Видно, что при уменьшении толщины гелиевой пленки d , начиная со значений $d = 800 \text{ \AA}$ подвижность резко снижается, достигая значений $10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что намного меньше подвижности, полученной в СВЧ измерениях.

Низкочастотную подвижность электронов над гелиевой пленкой на различных подложках исследовали во многих работах. Вилен и Джанетта [98] измеряли подвижность в области температур 1,5–1,7 К над гелиевой пленкой на стеклянной подложке. Показано, что при $d = 750 \text{ \AA}$ измеренные значения близки к μ для массивной жидкости. При уменьшении d подвижность снижается и ее величина становится невоспроизводимой. Дам с сотрудниками [99,100] провели подробные и тщательные измерения подвижности ПЭ над пленкой на гладких стеклянных подложках (шероховатость подложек порядка 20 \AA) в области температур 1,2–1,9 К для толщин гелиевых пленок 220–250 \AA . Плотность электронов над пленкой контролировали путем измерения сигнала наводки от слоя заряда на колеблющийся электрод. Было обнаружено различие между опытными данными и теоретическими расчетами, учитывающими рассеяние электронов атомами гелия в паре [101], а также одно- и двух-риплонный механизм рассеяния электронов [102]. Установлено, что величина этого различия практически не зависит от температуры, что позволило приписать дополнительное рассеяние взаимодействию электронов с дефектами подложки.

При измерении подвижности электронов над гелиевыми пленками на твердой подложке со слабой ван-дер-ваальсовой связью (твердый неон) Каджита и Сасаки [103] обнаружили, что для тонких гелиевых пленок (несколько монослоев) время релаксации электронов определяется выражением

$$\tau^{-1} = \tau_G^{-1} + \tau_S^{-1}, \quad (47)$$

где τ_G и τ_S — время релаксации, соответственно обусловленное взаимодействием электронов с атомами гелия в паре и шероховатостями подложки. В [104] измеряли подвижность электронов над гелиевой пленкой на подложке твердого неона в прижимающем поле до 9000 В/см. Показано, что μ слабо зависит от толщины гелиевой пленки.

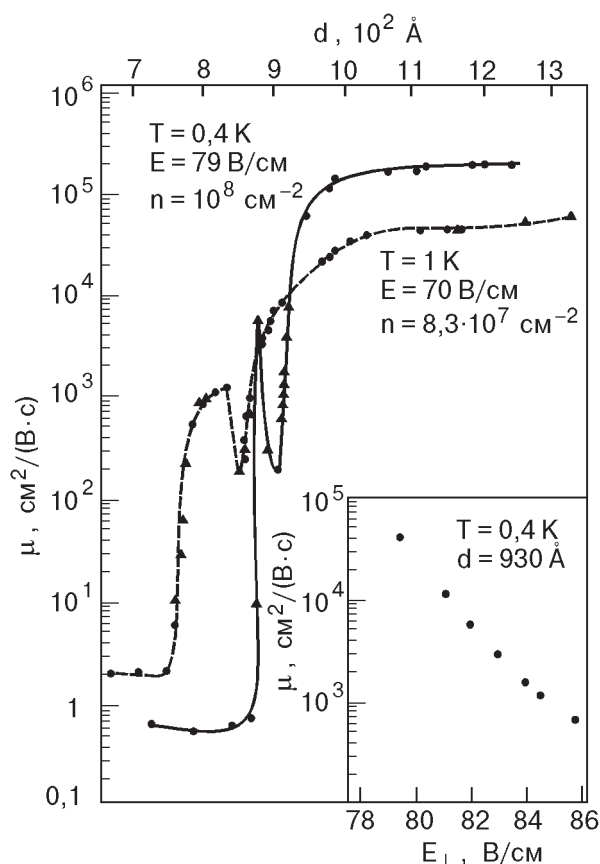


Рис. 26. Зависимость низкочастотной подвижности электронов μ от толщины пленки гелия для двух разных температур [35]. На вставке — зависимость μ от E_{\perp} для гелиевой пленки толщиной 930 \AA .

Ийе и Платцман (см. [105]) провели измерения подвижности электронов над гелиевой пленкой, покрывающей подложки твердых Ne, Ar, Kr и LiF, в области температур 1,5–1,6 К и толщин гелиевых пленок до $d \approx 800 \text{ \AA}$. Было установлено, что подвижность обратно пропорциональна плотности атомов гелия в паре и для $d \leq 550 \text{ \AA}$ описывается эмпирической формулой $\mu \sim e^{-\beta/d^2}$, где β — коэффициент, зависящий от вещества подложки. Дам ([4], с. 281) обратил внимание на то, что указанная эмпирическая зависимость неплохо описывает и данные работ [97,106,107]. Сказанное иллюстрирует рис. 27, взятый из [4], на котором приведены зависимости μ (d^{-2}) и β (γ), где $\gamma = (\epsilon_d - 1)/[4(\epsilon_d + 1)]$.

Анализируя зависимость подвижности электронов над гелиевой пленкой, полученной в [97], Маркес и Стударт [92] пришли к выводу, что движение электронов над пленкой носит поляронный характер с образованием стабильной лунки, причем подвижность полярона определяется соотношением, аналогичным (46). Данный вывод, однако, нуждается в уточнении. Дело в том, что подвижность поляронной лунки должна определяться вязкостью, в

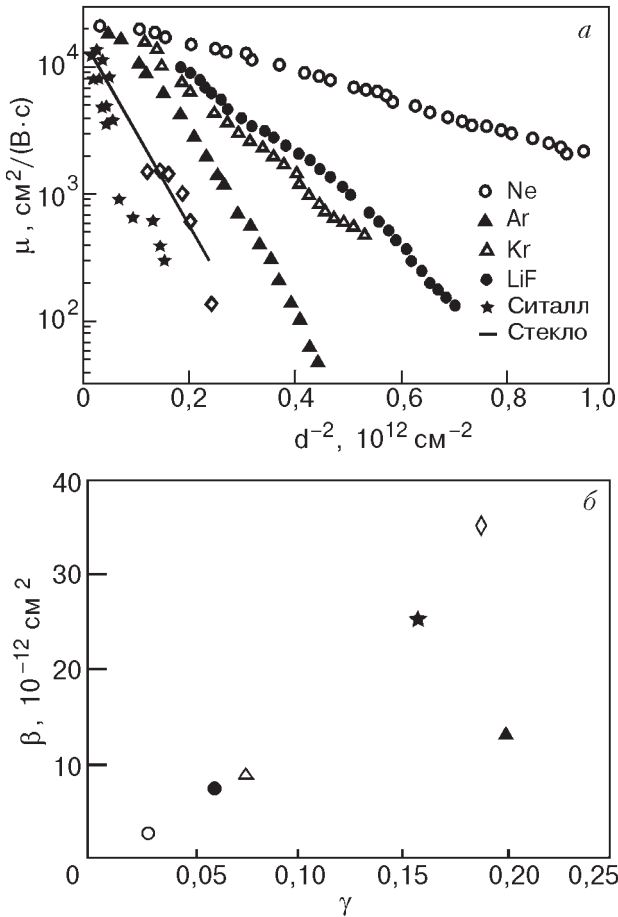


Рис. 27. Зависимости подвижности электронов на гелиевой пленке от d^{-2} для различных подложек (а) и параметра β от γ [4] (б): данные [105] при 1,5 К (○, ●, △, ▲); [97], $T = 1,7$ К (★); [106], $T = 1,6$ К (◇); сплошная кривая — данные [107], уменьшенные в 10 раз.

то время как, согласно данным работы [97], величина μ приближенно обратно пропорциональна плотности атомов гелия в паре N_g . Выше было указано, что подвижность электронов над гелиевой пленкой, найденная в [105], также обратно пропорциональна N_g , а подвижность, измеренная в [99,100,106,107], за исключением влияния шероховатостей поверхности, в основном определяется рассеянием электронов атомами гелия в паре.

При решении вопроса, является ли характер движения электронов над гелиевой пленкой таким, как предполагалось в [92], или механизм движения другой, необходимо, по-видимому, наряду с величиной эффективного прижимающего поля $E_{\perp}^* = E_{\perp} + E_d$ учитывать шероховатость подложки. В результате электронно-микроскопического анализа структуры поверхности подложки [99] было установлено, что характерный размер шероховатости подложки составляет 20 Å при среднем расстоянии между шероховатостями 10^{-4} см. В [34] установлено, что харак-

терные шероховатости для сапфировой подложки — округлые выпуклости диаметром и высотой 200–300 Å с плотностью $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$ и дефекты, представляющие собой «хребты» высотой и шириной 700 Å. Подложка из ситалла, использованная в [97], была более гладкой: характерные размеры шероховатостей на ней составляли 200 Å плотностью $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$. Такие шероховатости для гелиевой пленки толщиной 300 Å должны приводить к достаточно большим вариациям потенциала, хотя, по-видимому, из-за конечной толщины гелиевой пленки они будут сглажены в меру соотношения (14). Отметим, что плотность потенциальных ям для подложек, использованных в [34,97], была больше плотности электронов.

Можно предположить следующую картину движения электронов на поверхности гелиевой пленки. Вариации случайного потенциала вследствие шероховатостей подложки, в силу соотношения (14), являются не очень большими, и электроны локализуются на случайном потенциале не на одной, а на нескольких потенциальных ямах с некоторой характерной длиной локализации (аналог локализации Андерсона). Локализованный электрон образует полярон. Подвижность электронов обусловлена скачками из одного локализованного состояния в другое с образованием в каждом локализованном состоянии полярона. Такую картину движения электрона над гелиевой пленкой предложила Джексон [108], которая установила, что коэффициент диффузии в результате туннелирования электрона между локализованными состояниями при учете сильного электрон-риплонного взаимодействия определяется выражением

$$D = v_T^2 \tau \exp \left[-\frac{1}{4} k_c \frac{eE_{\perp}^*}{\pi\sqrt{2\alpha v}} \right], \quad (48)$$

где v_T — тепловая скорость электрона, τ — время релаксации, v — плотность состояний. Величина k_c берется из (42), (43). Поскольку $k_c \sim (d'_0/d)^2$, то при $E_{\perp} > E_d$, $E_{\perp}^* = E_{\perp}$ и, соответственно, $\mu \sim \exp(- (d'_0/d)^2)$. В обратном предельном случае $E_{\perp} < E_d$, который обычно реализуется в экспериментах, величина $\mu \sim \exp(- (d'_0/d)^4)$, что противоречит экспериментальным результатам. Несмотря на то что данное выражение было получено для условия $E_{\perp} > E_d$, можно предполагать, что оно остается приближенно верным в более широкой области соотношений величин E_{\perp} и E_d . Не исключено, что какую-то роль в движении электронов над пленкой жидкого гелия при определенных условиях может играть и вязкость, как отмечалось в [92].

Видер с сотрудниками [109] измеряли подвижность электронов над гелиевой пленкой, покрываю-

щей кварцевую подложку ($\epsilon_d = 4,3$), в области толщин пленки 300–700 Å при температуре 1,3 К в магнитных полях до 10 Тл на частоте 3–6 кГц. Характерный размер шероховатостей подложки был менее 150 Å. Полученные данные авторы объяснили образованием стабильных электронных поляронов под действием однородного внешнего прижимающего электрического поля, достигавшего значений 8500 В/см, и поля подложки. Для тонких пленок энергия образования полярона W была больше $k_B T$, полученные значения подвижности оказались в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [33]. Было также показано, что в сильном магнитном поле данные о продольной проводимости могут быть объяснены при учете эффективной частоты столкновений магнитополяронной лунки с атомами гелия в паре.

Особенность полученных результатов заключается в том, что для толстых пленок не наблюдается переход к подвижности свободных электронов, несмотря на то что величина $W = 0,5$ К становится меньше температуры эксперимента, и полярон не должен быть стабильным.

Таким образом, экспериментальные результаты по исследованию подвижности электронов над гелиевой пленкой, покрывающей не очень гладкие поверхности, можно описать, учитывая поляронные эффекты, возникающие либо вследствие сильного эффективного прижимающего электрического поля, как предполагают авторы в [109], либо вследствие шероховатости подложки, приводящей к появлению случайного потенциала, на котором локализуются электроны с последующим образованием поляронных состояний.

Коимбра, Соколов, Рино и Стударт [110] рассчитали подвижность электронов над гелиевой пленкой, учитывая рассеяние электронов шероховатостями на подложке, и показали, что при разумных предположениях о средней высоте шероховатостей и расстоянии между ними для толстых пленок ($d > 350$ Å) удается согласовать экспериментальные данные с теоретическими расчетами. Однако для более тонких пленок экспериментальные значения подвижности оказываются в два-три раза меньше теоретических значений. Это может служить свидетельством локализации электронов на случайном потенциале, обусловленном шероховатостями подложки. По-видимому, этот эффект, как и предполагалось ранее, преимущественно определяет характер переноса носителей над тонкими пленками.

Однако в настоящее время нельзя со всей определенностью утверждать, что поляронные состояния, предсказанные авторами [86,87], — своеобразные электронные нуль-мерные образования над жидким

гелием — достаточно надежно зарегистрированы экспериментально. Для уверенного наблюдения поляронных эффектов, обусловленных наличием однородного прижимающего электрического поля и поля подложки, необходимы исследования тонких гелиевых пленок на атомарно гладких поверхностях при сверхнизких температурах.

Образование поляронов на поверхности жидкого гелия можно также регистрировать по резонансному поглощению СВЧ поля при переходе электронов, локализованных в поляроне, с основного энергетического уровня на возбужденные. Лендорф и Дрансфелд [111] обнаружили пик поглощения электронами над тонкими гелиевыми пленками на майларовой подложке при температуре 1,12 К и плотности электронов $7 \cdot 10^{10}$ см⁻², который интерпретировали как переход в первое возбужденное состояние полярона. Однако в [4, с. 281] было отмечено, что при указанных температуре и плотности электронов возможно образование электронного кристалла и, следовательно, пик поглощения может быть обусловлен одной из мод плазменных колебаний кристалла. Характеристики поляронов в одномерных и квазиодномерных электронных системах над жидким гелием были рассмотрены в [112].

4.2. Связанные состояния электрон — положительный ион: диплоны

Своеобразные связанные состояния, как показали Монарха и Ковдря [113], возникают при наличии в гелиевой пленке положительного иона с зарядом q , сцепленного с подложкой, и электрона, локализованного над ним на поверхности жидкого гелия (рис. 28). Такой комплекс был назван диплоном. Положительный ион притягивается силами изображения к твердой подложке. При этом в подложке возникает заряд изображения отрицательного знака $e' = e(\epsilon_d - \epsilon) / (\epsilon_d + \epsilon)$. Суммарный заряд иона и его изображения равен $Q = 2|e|\epsilon / (\epsilon_d + \epsilon)$. Потенциальная энергия взаимодействия электрона на поверхности жидкого гелия с ионом имеет вид

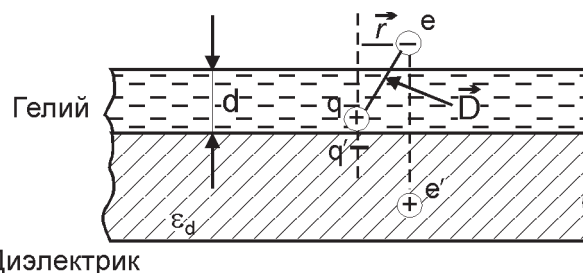


Рис. 28. Структура дипольного комплекса (диплона) [113].

$$U = -\frac{Q|e|}{\epsilon D} + \frac{Q|e'|}{\epsilon_d D} = -\frac{2e^2(\epsilon_d^2 + \epsilon^2)\epsilon}{(\epsilon_d + \epsilon)^2 \epsilon_d \sqrt{(d+z)^2 + r^2}}, \quad (49)$$

где $-Qe/\epsilon D$ — суммарная энергия взаимодействия электрона с зарядом Q ; $Qe'/\epsilon_d D$ — энергия взаимодействия заряда Q с зарядом изображения электрона; D — расстояние между ионом и зарядами e и e' ; d — толщина гелиевой пленки, z — расстояние электрона от поверхности жидкости, r — отклонение электрона от положения, соответствующего минимальному расстоянию до иона. Предполагая смещения электрона от положения равновесия малым и разлагая (49) по параметрам $r/(d+z)$ и z/d , получаем

$$U \simeq -\frac{2e^2(\epsilon_d^2 + \epsilon^2)\epsilon}{(\epsilon_d + \epsilon)^2 \epsilon_d d} + eE_i z + \frac{1}{2} m \omega_d^2 r^2, \quad (50)$$

$$E_i = \frac{2|e|(\epsilon_d^2 + \epsilon^2)\epsilon}{(\epsilon_d + \epsilon)^2 \epsilon_d d^2}, \quad \omega_d^2 = \frac{2e^2(\epsilon_d^2 + \epsilon^2)\epsilon}{(\epsilon_d + \epsilon)^2 \epsilon_d m d^3}. \quad (51)$$

Спектр и волновые функции электрона в плоскости раздела пар — жидкий гелий носят осцилляторный характер с характерной частотой ω_d и радиусом локализации $L = (\hbar/m\omega_d)^{1/2}$. Расстояния между уровнями для подложки из стекла ($\epsilon_d = 6$) и $d = 300 \text{ \AA}$ составляет $\sim 13 \text{ К}$, а соответствующий размер локализации $L \approx 80 \text{ \AA}$. В [113] было показано, что для толщин гелиевых пленок больше 70 \AA диплоны являются устойчивыми образованиями относительно как проникновения электронов в жидкую фазу под действием электрического поля, так и малых колебаний поверхности жидкости. Оценки показывают, что для гелиевой пленки толщиной 300 \AA на стеклянной подложке поверхность жидкости устойчива вплоть до концентраций электронов $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Как отмечено выше, локализованный электрон создает на поверхности жидкого гелия локальное давление, что может приводить к образованию лунки. Последовательное рассмотрение характеристик диплонов в этом случае провели Фариас и Питерс [114], решая совместно уравнение Шредингера для электрона и уравнение механического равновесия для поверхности жидкости с учетом влияния внешних прижимающего электрического и магнитного полей. Были рассчитаны энергии основного и первого возбужденного состояний электрона в диплоне для различных толщин гелиевой пленки (рис. 29), а также профиль поверхности жидкости над положительным ионом (рис. 30). Для $d = 300 \text{ \AA}$ энергия связи оказывается достаточно большой, 170 К , а

максимальный прогиб жидкости составляет $\sim 2,5 \text{ \AA}$. Магнитное поле расщепляет уровень первого возбужденного состояния на два подуровня. Для слабых магнитных полей B расстояние между основным и первым возбужденным уровнем ΔE увеличивается линейно с ростом B , а при больших магнитных полях $\Delta E \sim B^2$.

Интересен вопрос о коллективных свойствах таких нуль-мерных систем, как диплоны, поскольку исследование этих свойств позволяет получить сведения о характеристиках самих диплонов. Положительный ион в жидком гелии представляет собой шарик затвердевшего гелия радиусом 6 \AA . Эксперименты Маравильи [115] показали, что ионы в гелиевой пленке являются подвижными частицами, их подвижность при $T = 0,9 \text{ К}$ составляет $2,8 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Таким образом, ионы в пленке, локализованные вблизи подложки, по-видимому, представляют достаточно однородный слой заряда. Монарха [116], а также де Фрейтас, Рино и Стударт [117] рассмотре-

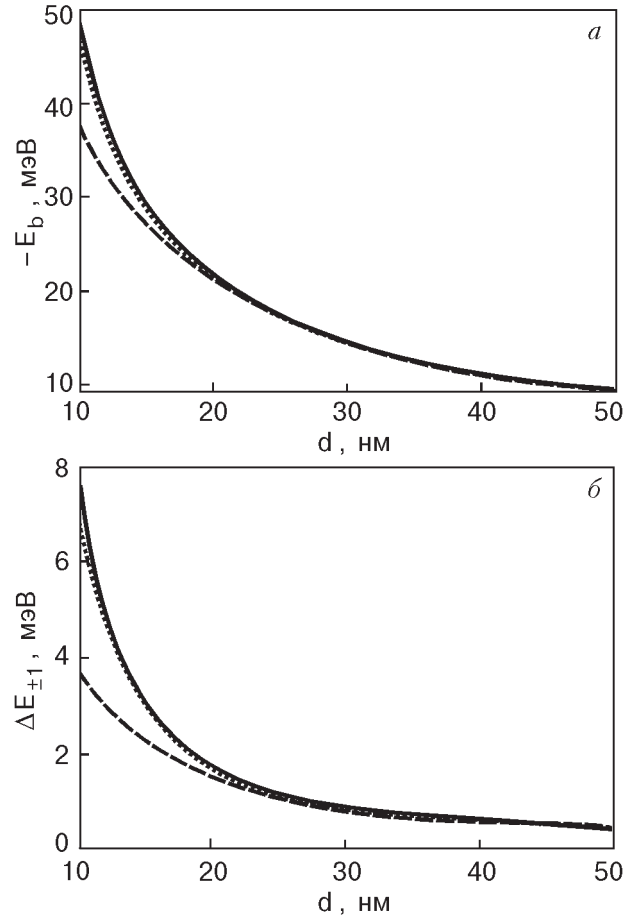


Рис. 29. Энергия связи электрона в диплоне (а) и энергия перехода $1 \rightarrow 2$ (б) в зависимости от толщины гелиевой пленки [114]. Пунктирная кривая — расчет в предположении, что поверхность жидкости гладкая, точечная кривая — деформация поверхности учитывается как возмущение, сплошная кривая — точный расчет.

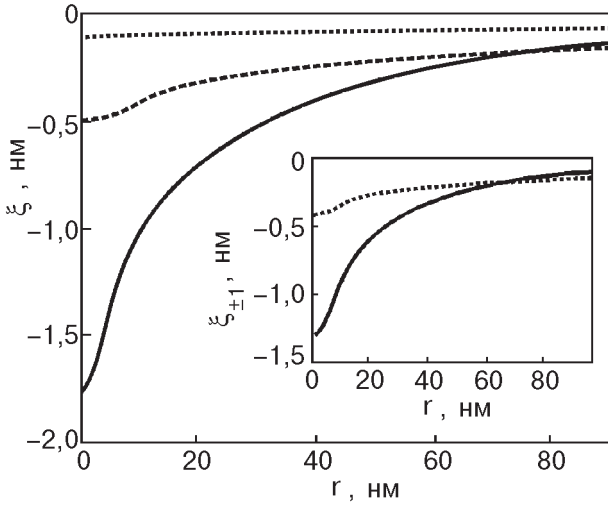


Рис. 30. Деформация поверхности жидкого гелия как функция расстояния для электрона в основном и возбужденном (вставка) состояниях для различных d , Å: 100 (сплошная), 200 (пунктир), 500 (точечная линия) [114].

ли коллективные моды диплонной жидкости в предположении, что положительные ионы — подвижные частицы. Было показано, что плазменные колебания в такой системе носят звуковой характер и аналогичны плазмонам над тонкой пленкой, покрывающей металлическую поверхность:

$$\omega(k) = \left(\frac{4\pi n_i e^2 d}{M^*} \right)^{1/2} k, \quad (52)$$

где n_i — плотность диплонов. Отметим, что, согласно [114], эффективная масса электрона вследствие образования им лунки может быть очень большой, масса положительного иона в гелии также достаточно велика ($\sim 40 M_4$) [118]. Это означает, что суммарная эффективная масса диплона также будет большой и, соответственно, частота $\omega(k)$ — малой. В [116] вычисляли высокочастотную электронную моду слоя диплонов, которая, как было отмечено, имеет пороговую частоту ω_d .

Поскольку ионы на твердой подложке в гелиевой пленке относительно подвижны, они могут образовывать ионный кристалл. В этом случае при зарядке гелиевой пленки электронами с плотностью $n = n_i$ возникнет диплонный кристалл. В работе [116] изучали свойства коллективных мод диплонного кристалла. Показано, что при низкой частоте $\omega < \omega_r(G_1)$ ($\omega_r(G_1)$ — частота риплонов с волновым вектором, соответствующим вектору обратной решетки) диплонный кристалл имеет две звуковые моды, продольную (l) и поперечную (t), со скоростями

$$c_{l,t} = b_{l,t} \left(\frac{\lambda e^2 d^2}{M^* a^3} \right)^{1/3}, \quad (53)$$

где $b_l = 4,25$; $b_t = 1,43$; a — расстояние между диплонами. При высокой частоте $\omega > \omega_r(G_1)$ плазменные колебания приобретают пороговую частоту

$$\omega_{l,t}^2 = \tilde{\omega}_0^2 + \omega_{l,t}^2, \quad \tilde{\omega}_0^2 = \sum C_g \omega_r^2 \ll \omega_d, \quad (54)$$

где C_g — константа связи электронов с риплонами.

Отметим, что плазменные моды, полученные в предположении, что положительные ионы являются подвижными, должны быть, по-видимому, сильно затухающими в силу малой подвижности ионов.

Возможность образования диплонов в расслоившихся растворах ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ рассмотрел Монарха [119].

Система диплонов в случае $n < n_i$ может быть особенно интересной. Тогда электроны могут перемещаться от одного положительного иона к другому, причем в зависимости от высоты и ширины барьера, который должен преодолеть электрон, его движение может быть как классическим, так и квантовым. В случае, если ионы образуют кристаллическую решетку, может возникнуть зонное движение электронов. Дам [120] рассмотрел возможность перехода Мотта при изменении перекрытия волновых функций электронов вследствие варьирования толщины гелиевой пленки.

Первые эксперименты по обнаружению диплонов были выполнены в [34] при измерении СВЧ проводимости электронов над слоем положительных ионов, сцепленных с подложкой, покрытой гелиевой пленкой. Размещенную в СВЧ резонаторе подложку, покрытую пленкой, заряжали положительными ионами с плотностью $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, после чего на поверхность жидкого гелия наносили электронный заряд. Плотность электронов $n = n_i$. На рис. 31 изображены температурные зависимости величины $\sigma/\Delta V$ (σ — удельная проводимость электронного слоя, V — прижимающий потенциал, при котором пленку заряжали электронами) в случае, когда на подложке не было ионов и когда подложка была заряжена положительными ионами (вставка). Видно, что, если подложка заряжена ионами, величина $\sigma/\Delta V$ намного меньше аналогичной величины, полученной в отсутствие заряда. На рис. 32 представлена зависимость эффективной проводимости электронного слоя σ_{eff} в случае, когда подложка заряжена положительными ионами, от толщины гелиевой пленки d для одинаковой плотности электронов и ионов. Вначале σ_{eff} слабо изменяется с увеличением d , но начиная с $d \approx 400 \text{ Å}$ резко увели-

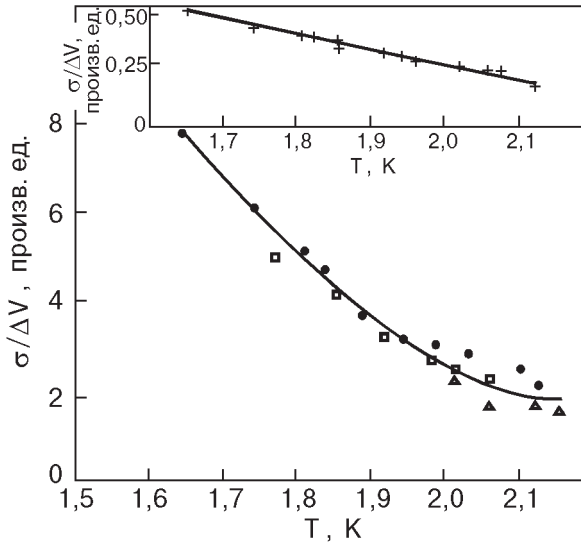


Рис. 31. Температурная зависимость проводимости электронного слоя на пленке жидкого гелия, отнесенная к разности напряжений V_1 , при котором заряжалась пленка, и V_2 , при котором электроны осаждались на диэлектрическую подложку [34]: $V_1 = 30$ В, $V_2 = 0$ (●); $V_1 = 150$ В, $V_2 = 75$ В (△); $V_1 = 200$ В, $V_2 = 150$ В (□). На вставке — подложка заряжена положительными ионами при $V_1 = -200$ В; точки (+) получены при $V_2 = -25$ В.

чивается, возрастая при $d \approx 500$ Å более чем на порядок.

Таким образом, поведение электронов на гелиевой пленке при наличии на подложке положительных ионов существенно отличается от их поведения в отсутствие положительного заряда. Эффективная подвижность электронов μ_{eff} при наличии на подлож-

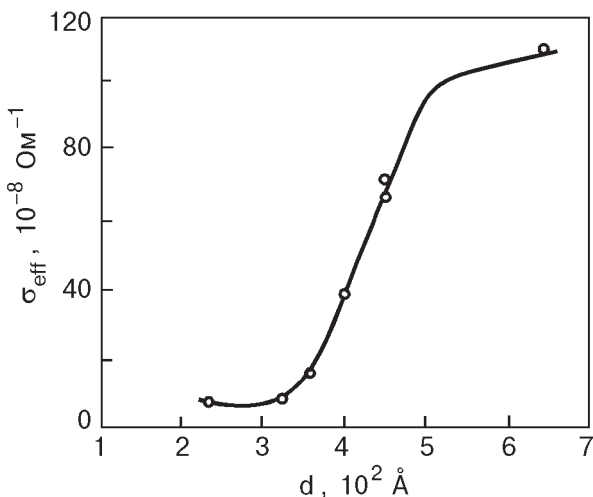


Рис. 32. Зависимость эффективной проводимости электронного слоя над пленкой гелия от толщины пленки при наличии на подложке положительных ионов; $n = 1,1 \cdot 10^{10}$ см⁻² [34].

ке положительных ионов составляет $0,07$ м²/(В·с) при $1,7$ К, что намного меньше подвижности электронов в отсутствие положительного заряда на подложке. Заметно отличаются и температурные зависимости в обоих случаях. Если для электронов над подложкой, не содержащей положительного заряда, $\sigma/\Delta V$ приблизительно обратно пропорционально плотности атомов гелия в паре, то для электронов над пленкой, когда на подложке имеются положительные ионы, $\sigma/\Delta V$ обратно пропорциональна плотности ротоннов. Полученные результаты можно объяснить образованием под электронами лунок с большой эффективной массой. Согласно оценкам [114], эффективная масса лунок может достигать значений $M^* = 10^7 - 10^8 m$ (m — масса электрона). В этом случае, наряду с оптической модой, которая определяется частотой ω_d из (51), возникает оптическая мода с меньшей граничной частотой

$$\tilde{\omega}_d \approx \omega_d \left(\frac{m}{M^*} \right)^{1/2}. \quad (55)$$

Для толщины гелиевой пленки $d = 300$ Å величина $\tilde{\omega}_d = 10^8 - 10^9$ с⁻¹. Поскольку в работе [114] использована частота $\omega > \tilde{\omega}_d$, электроны под действием СВЧ поля будут двигаться вместе с лункой. При этом если лунка достаточно глубока, как в случае диплонов, то диссипативные потери будут определяться ее взаимодействием с тепловыми возбуждениями массивного гелия — ротонами. При увеличении толщины гелиевой пленки связь электронов с ионами ослабляется и, соответственно, высокочастотная подвижность возрастает. Описанные эксперименты носят предварительный характер и необходимы дальнейшие исследования.

Ландорф с соавторами [121] на частоте 9 ГГц наблюдали узкий пик поглощения электронами над гелиевой пленкой при наличии на подложке положительных ионов, в отсутствие положительного заряда пик поглощения отсутствовал. Авторы объяснили наличие дополнительного пика поглощения образованием в гелиевой пленке диплонов. Возможно, в [121] наблюдали переход, обусловленный наличием граничной частоты $\tilde{\omega}_d$ в плазменных колебаниях комплексов электрон — лунка.

4.3. Электроны, локализованные над наноструктурами

Интересным примером нуль-мерных электронных систем над жидким гелием являются электроны, локализованные над наноструктурами. Такими наноструктурами могут быть либо небольшие кластеры гелия, либо тонкие слои жидкого гелия, покрывающие специальным образом профилированные подложки. Эксперименты в данной области в

настоящее время только начинаются, тем не менее следует отметить основные тенденции и направления исследований.

Впервые электронные состояния вблизи диэлектрической частицы сферической формы рассмотрел Хайкин (для твердого водорода) [122]. Было установлено существование стационарных электронных уровней, возникающих вследствие притяжения частицы, поляризуемой полем электрона, и наличия потенциального барьера, препятствующего проникновению электрона внутрь среды. Найден спектр электронных поверхностных уровней для сферической частицы твердого водорода разного радиуса и показано, что спектр частот энергетических уровней простирается от оптического до частот 10^{11} – 10^{12} Гц для частиц радиусом 1–10 мкм. Было высказано предположение, что космическое излучение от пылевых облаков может быть обусловлено наличием таких поверхностных состояний на частичках твердого водорода.

Аналогичную задачу для кластеров гелия рассмотрели Рама Кришна и Валеи [123]. Было решено уравнение Шредингера для кластеров с заданным числом атомов гелия и рассчитана энергия связи, а также положение возбужденных уровней избыточного электрона на поверхности гелия. Показано, что жидкий сферический кластер является стабильным относительно деформации. В результате расчетов установлено, что энергия связи электрона с гелиевым кластером уменьшается с уменьшением радиуса кластера. Так, для кластера радиусом 180 Å энергия связи равна 0,04–0,06 К, что более чем на порядок меньше энергии связи электрона с массивным гелием. Среднее расстояние электрона от поверхности жидкого гелия в таком кластере составляет $\langle z \rangle_1 = 200$ Å вместо 75 Å для массивного гелия. Экспериментальные исследования электронных состояний над гелиевыми кластерами пока не проводились, хотя они представляют интерес, поскольку позволят определить различные характеристики кластеров, например их размеры и температуру.

Один из способов получения нуль-мерных электронных систем на поверхности жидкого гелия, так же как и в случае одномерных и квазиодномерных электронных систем, заключается в использовании специальным образом профилированной диэлектрической подложки, покрытой тонким слоем жидкого гелия. Профилированная подложка содержит систему одинаковых выемок. Жидкий гелий, покрывающий такую подложку, в случае, если она находится на некоторой высоте над уровнем жидкости, образует на поверхности жидкости систему лунок. При наличии прижимающего электрического поля электрон может быть локализован в такой лунке.

Характерная частота колебаний электрона и размер локализации определяются теми же соотношениями, что и для одномерной системы (см. разд. 2.1).

Такой способ реализации квазиуль-мерной системы использовали Сомерфельд и Хейден [124] и Валькеринг, Яма и Хейден [125]. Подложка, использованная в [125], схематически изображена на рис. 33. Она содержит периодически расположенные выпуклости с расстоянием между ними 5 мкм. Расстояние от вершук выпуклостей до дна выемок составляет 0,48 мкм, расстояние от седловых точек до дна выемок равно 0,4 мкм. Подложка располагалась на высоте 5–8 мм над уровнем гелия, стрелка прогиба жидкости $\Delta h = 0,06$ мкм. Расстояние между энергетическими уровнями в такой лунке при использованном в работе прижимающем поле $E_{\perp} = 500$ В/см составляет $\sim 0,1$ К. Потенциальный барьер для перехода электрона из одной лунки в другую $U = eE\Delta h = 20$ – 40 К (в пределе малой плотности электронов). По-видимому, электрон-электронное взаимодействие уменьшает U . Измеряя

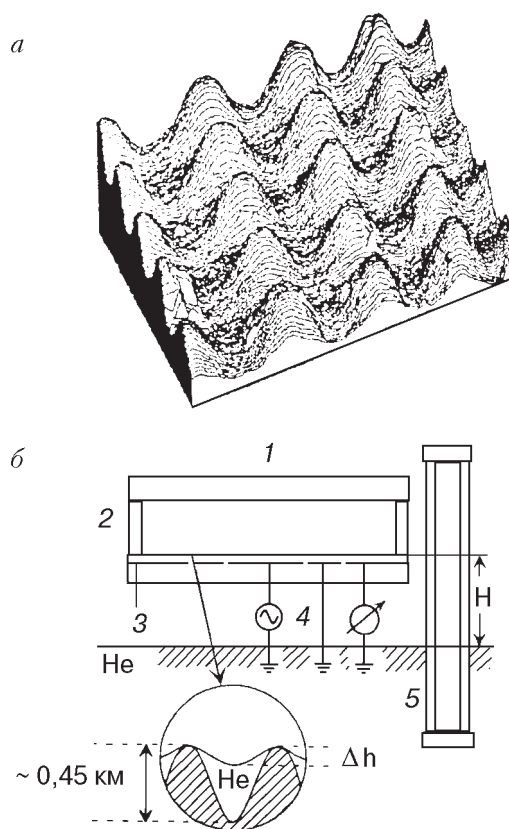


Рис. 33. Профилированная диэлектрическая подложка (а) и экспериментальная ячейка (б) для реализации квазиуль-мерной электронной системы над жидким гелием [125]: 1 — верхний электрод, 2 — охрannое кольцо, 3 — профилированная подложка и стеклянная пластинка, 4 — электроды, 5 — измеритель уровня гелия.

магнитопроводимость электронов в такой системе, авторы установили, что подвижность электронов составляет $0,26 \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, что приблизительно на порядок меньше, чем для массивного гелия. Несмотря на то что в эксперименте $T > \Delta E / k_B$ и система не является чисто нуль-мерной, тем не менее в данной работе была впервые продемонстрирована возможность реализации таким способом нуль-мерных систем над жидким гелием.

Аналогичную систему получили также Лейдерер с сотрудниками [126]. Подложка отличалась от использованной в [125] лишь тем, что расстояние между выпуклостями составляло $0,6 \text{ мкм}$, а средняя глубина впадин подложки равна $0,1 \text{ мкм}$. Эксперименты проведены при $H = 1 \text{ см}$ в области температур $0,2\text{--}1,4 \text{ К}$. Обнаружено, что ниже некоторой температуры T_c проводимость электронов резко уменьшается, что было объяснено локализацией электронов в лунках, образовавшихся на поверхности жидкого гелия.

5. Микроэлектроника и биты для квантовых компьютеров с использованием поверхностных электронов

Исследование свойств низкоразмерных электронных систем над жидким гелием представляет не только научный фундаментальный интерес. В последнее время появились работы, в которых либо уже реализованы, либо предлагаются идеи использования поверхностных электронов для практических приложений: создания микроэлектронных приборов и битов для квантовых компьютеров.

Клиэр, Дойцеску и Лейдерер [127] впервые провели измерения на постоянном токе в квазидвумерной электронной системе над пленкой ^4He , покрывающей структурированную металлическую поверхность. Созданный прибор является аналогом полевого транзистора, работающего на поверхностных электронах. Схематически прибор показан на рис. 34. Устройство содержит истоковый и стоковый электроды (соответственно E_1 и E_3), и затвор E_2 , представляющий собой узкий квазидвумерный или $1D$ канал длиной 1 мм . Непрерывно работающая в режиме нагрева вольфрамовая нить накаливается и эмитирует электроны, которые через коллиматор попадают в дрейфовое пространство. Электроны движутся от истокового электрода E_1 к стоковому E_3 через электрод E_2 , на который подаются соответствующим образом подобранные потенциалы, так что он служит в качестве затвора. Электрод E_4 используется для измерения тока, прошедшего через прибор. Длина устройства 10 мм , ширина 4 мм .

В работе изучены вольт-амперные характеристики прибора и показано, что в данном устройстве возможно получение и исследование одномерной электронной системы, квантовых проволочек, реализующихся, когда тепловая дебройлевская длина волны электрона будет превышать ширину канала.

Аналогичный прибор на переменном токе, созданный Ли с сотрудниками [46], был описан в разд. 4.3. Длина прибора 1 мм , длина и ширина канала 29 мкм . С помощью этого устройства были изучены особенности кристаллизации в квазидвумерной системе над жидким гелием.

В настоящее время широко обсуждаются возможность создания аналоговых квантовых компьютеров и принципы их работы. Квантовые компьютеры позволяют решать сложные математические задачи, которые невозможно решить на обычных числовых компьютерах. Квантовый компьютер содержит N_q взаимодействующих квантовых битов (кубитов). Каждый кубит представляет собой квантовую систему, содержащую по крайней мере два уровня, которым, так же как и для классического бита, приписываются два значения $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Однако в отличие от классических битов кубиты могут находиться в состоянии, соответствующем линейной суперпозиции основного и возбужденного уровней. Именно это об-

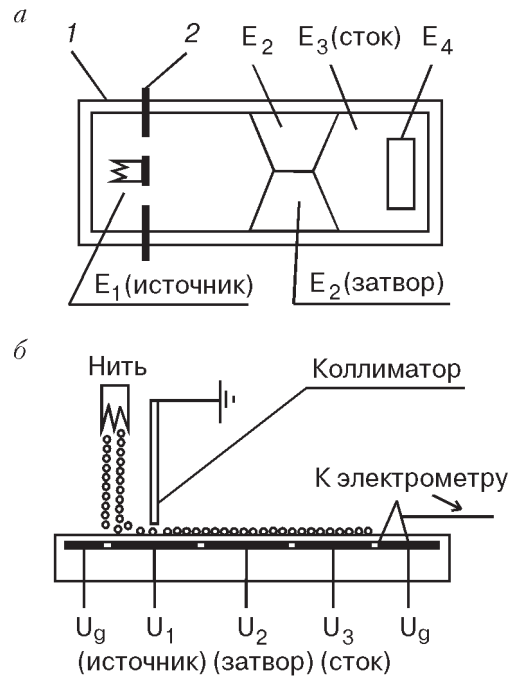


Рис. 34. Полевой транзистор на постоянном токе с использованием поверхностных электронов [127]. а: E_1 — истоковый электрод, E_2 — затвор, E_3, E_4 — стоковые электроды; 1 — охранный электрод; 2 — коллиматор. б — вид прибора сбоку.

стоятельность резко увеличивает объем памяти и быстроедействие квантовых компьютеров.

В настоящее время идет активный поиск систем, которые можно применять в квантовых компьютерах. В качестве кубитов предлагалось использовать атомы в ловушках, электродинамические полости, работающие в квантовом режиме, ядерные спины атомов, ядра в сложных молекулах, электроны в потенциальных ямах, джозефсоновские структуры (см. [128]). Среди квантовых систем, которые можно было бы использовать для построения квантовых компьютеров, одной из наиболее перспективных, по-видимому, является система поверхностных электронов над жидким гелием. Идею построения квантовых компьютеров с использованием поверхностных электронов предложили Платцман и Дыкман [129]. При достаточно низких температурах ($T < 0,1$ К) давление пара над жидким гелием исчезающе мало и электроны, локализованные над поверхностью жидкого гелия, связаны с внешним окружением только посредством риплонов. При $T = 10$ мК количество тепловых риплонов мало и среднеквадратичное смещение поверхности жидкого гелия составляет $\delta_T \approx (k_B T / \alpha)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-9}$ см.

Для электрона, находящегося на основном энергетическом уровне, существует слабая связь с риплонами, ограничивающая подвижность частиц, последняя может достигать значений 10^4 м²/(В·с) [28]. Взаимодействие электрона с риплонами с характерным волновым вектором $k = r_B^{-1}$ определяет время релаксации электрона с возбужденного на основной энергетический уровень, которое может быть представлено в виде

$$T_1 = \frac{\hbar}{R} \left(\frac{r_B}{\delta_T} \right)^2, \quad R = \frac{\Lambda^2 m}{2\hbar^2}. \quad (56)$$

Оценки показывают, что $T_1 \approx 10^{-5}$ с. Отсюда следует возможность использовать два самых низких уровня электрона для реализации кубита. Состояние кубита можно изменять с помощью микроволнового излучения, переводящего электрон с основного на возбужденный уровень.

На рис. 35 схематически изображены два связанных кубита на поверхностных электронах над жидким гелием. Нижний электрод, расположенный под слоем гелия толщиной $d = 0,5$ мкм, представляет собой систему металлических пластинок под положительным потенциалом (на рисунке показаны только два электрода). Верхний электрод также представляет собой набор аналогичных пластинок, расположенных напротив нижних пластинок. Над каждой пластинкой на поверхности жидкости локализован один электрон.

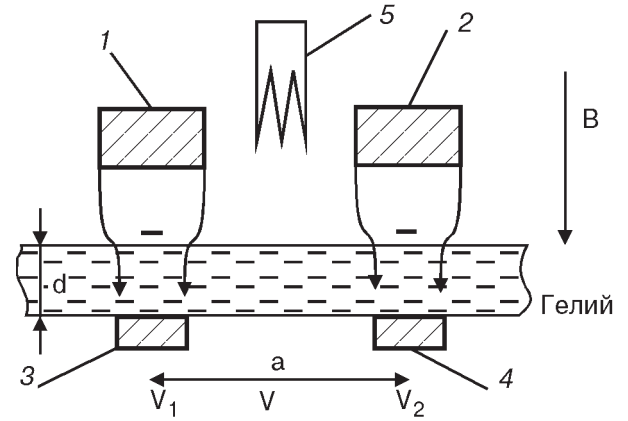


Рис. 35. Квантовые биты с использованием поверхностных электронов [129]: 1, 2 — верхние электроды, 3, 4 — нижние электроды, 5 — нить накаливания. V_1, V_2 — потенциалы на электродах. Стрелкой указано направление магнитного поля.

Время жизни, согласно (56), к сожалению, невелико, и в целях более надежной работы квантового компьютера желательно его увеличить. Этого можно достичь, прикладывая перпендикулярно поверхности жидкости магнитное поле, которое локализует электрон на магнитной длине $\lambda_H = (\hbar c / eB)^{1/2}$ (c — скорость света). В магнитном поле энергетический спектр электронов приобретает дискретный характер с расстоянием между уровнями $\hbar\omega_c$. В этом случае в достаточно больших магнитных полях однориплонные процессы оказываются подавленными, и время перехода электронов с возбужденного на основной уровень T_2 будет определяться двухриплонными процессами, которые намного менее эффективны:

$$T_2 = \frac{\omega_{zB}^2 \omega_l}{R^4} \left(\frac{r_B}{\delta_T} \right)^4 \left(\frac{\lambda_H}{r_B} \right)^8, \quad \omega_{zB} = \frac{2\pi e^2}{d^3 m \omega_c}, \quad (57)$$

где ω_l — частота возбуждаемого риплона с волновым вектором $k_l \approx \lambda_H^{-1}$.

Оценки показывают, что для $T = 10$ мК величина $T_2 = 10^{-4}$ с.

Важной характеристикой квантовых битов, использующих электроны, является диполь-дипольное взаимодействие двух электронов, локализованных над соседними электродами. Оно может быть представлено в следующем виде:

$$V_{dd} \approx \frac{e^2}{d^3} \langle z \rangle_1 \langle z \rangle_2, \quad (58)$$

где $\langle z \rangle_1, \langle z \rangle_2$ — расстояния от поверхности жидкости для электронов соответственно в основном и возбужденном состояниях. Это взаимодействие сме-

щает положение уровней электронов на величину, которая при $d = 0,5$ мкм приблизительно равна 10^{-2} К, и приводит к когерентной передаче энергии от одного электрона к другому.

Рассматриваемые кубиты работают следующим образом. Облучая электроны микроволновым полем заданной частоты, можно, подбирая прижимающие потенциалы на электродах V_1 , V_2 , перевести электрон в одном из кубитов (например, в первом) с основного на возбужденный уровень. Затем напряжение V_2 изменяется так, чтобы два уровня прошли через резонанс. Если длительность этого изменения подобрана соответствующим образом, то для второго электрона возникает суперпозиция основного и возбужденного состояний.

Для определения состояния волновой функции в момент времени t после окончания вычислений в [129] предлагается изменить знак потенциалов V_1 , V_2 на противоположный, чтобы локализованные вблизи поверхности жидкости электроны могли туннелировать в вакуум и попасть на верхние электроды, где они регистрируются. Величины потенциалов V_1 , V_2 подбирают таким образом, чтобы время жизни электрона, находящегося на возбужденном уровне, было малым, а время жизни электрона на основном энергетическом уровне — большим. Это позволит получить информацию о том, в каком состоянии к моменту окончания вычислений находился каждый кубит.

Поверхностные электроны над жидким гелием представляют собой весьма перспективную систему для реализации больших аналоговых квантовых компьютеров. Плотность кубитов в такой системе может достигать $N_q = 10^8$ см $^{-2}$. Такими кубитами легко управлять, с них сравнительно легко считывать информацию, они характеризуются приемлемым временем разрушения когерентного состояния.

Отметим, что в качестве кубитов можно использовать диплоны, рассмотренные в разд. 4.2. Система таких кубитов будет выглядеть аналогично показанной на рис. 35, с той лишь разницей, что роль нижних электродов будут играть положительные ионы, помещенные на поверхности подложки. Подстройку таких кубитов можно производить, меняя напряжение на верхних электродах. Спектр электрона в диплоне, так же как и в случае электрона в магнитном поле, является осцилляторным, а электрон локализован вблизи иона на длине локализации L , которая в данном случае является аналогом магнитной длины. Можно предполагать, что в диплонном кубите однориплонные процессы также будут подавлены, что приведет к увеличению времени жизни электрона на возбужденном уровне.

Время жизни электронов на возбужденном уровне $T_{1,2}$ связано с шириной линий перехода с уровня на уровень $\Delta\omega$. Величину $\Delta\omega$ в области температур 1,3–2 К измеряли Граймс, Браун, Бернс и Зипфель [6]. Было показано, что $\Delta\omega$ определяется взаимодействием электронов с атомами гелия в паре и при 1,3 К составляет 10 ГГц, что соответствует величине $T_g = 10^{-10}$ с. Андо [130] провел расчет величины $\Delta\omega$ как в области взаимодействия электронов с атомами гелия в паре, так и в риплонной области ($T < 0,8$ К). Было установлено, что при $T < 0,7$ К величина T_1 уменьшается с ростом прижимающего электрического поля E_{\perp} и при $T = 0,5$ К в области значений $E_{\perp} = 0-300$ В/см составляет $10^{-7}-10^{-8}$ с.

Ширину линий оптических переходов в области риплонного рассеяния измеряли Володин и Эдельман [131], которые показали, что начиная с $T = 0,6$ К ширина линий перехода $1 \rightarrow 2$ не зависит от температуры и составляет ~ 30 МГц, что приблизительно в 5,5 раза больше теоретического значения этой величины, полученной при учете однориплонных процессов рассеяния электронов. Такое различие было объяснено возможным влиянием краевых эффектов в экспериментальной ячейке, приводящих к неоднородности прижимающего электрического поля. Ли с сотрудниками [132] провели измерения величины $\Delta\omega$ до температур $\sim 0,1$ К и показали, что полученные экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с расчетом [130].

Автор выражает благодарность В.Н. Григорьеву, Ю.П. Монархе и С.С. Соколову за чтение рукописи и полезные замечания.

1. M. Cole and M. H. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1238 (1969).
2. В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **58**, 1748 (1970).
3. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы*, Москва, Наука (1989).
4. *Two-Dimensional Electron Systems*, E. Andrei (ed.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht (1997).
5. M. A. Woolf and G. W. Rayfield, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 235 (1965).
6. C. C. Grimes, T. R. Brown, M. L. Burns, and C. L. Zipfel, *Phys. Rev.* **13**, 140 (1976).
7. А. М. Трояновский, А. П. Володин, М. С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 65 (1979).
8. А. М. Трояновский, А. П. Володин, М. С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 421 (1979).
9. В. Б. Шикин, Ю. З. Ковдря, А. С. Рыбалко, *Физика конденсированного состояния*. Харьков, ФТИНТ, вып. XV (1971), с. 99.
10. W. T. Sommer and D. J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
11. C. C. Grimes and T. R. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 280 (1974).

12. D. K. Lambert and P. L. Richards, *Phys. Rev.* **B23**, 328 (1981).
13. А. П. Володин, В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 668 (1979).
14. А. С. Рыбалко, Ю. З. Ковдря, Б. Н. Есельсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 569 (1975).
15. С. С. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 145 (1976).
16. M. C van der Sanden, R. W. van der Heijden, A. T. de Waele, and H. M. Gijsman, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 749 (1987).
17. A. O. Stone, P. Fozooni, M. J. Lea, and M. Abdul-Gader, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 2743 (1989).
18. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, O. I. Kirichek, S. S. Sokolov, and V. N. Grigor'ev, *J. Low Temp. Phys.* **91**, 371 (1993).
19. Yu. P. Monarkha, Shin-Ichiro Ito, K. Shirihama, and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2445 (1997).
20. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1706 (1985).
21. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, I. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1710 (1985).
22. С. С. Назин, В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
23. O. I Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Yu. P. Monarkha, P. J. H. Peters, Yu. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1190 (1995).
24. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934).
25. С. С. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
26. А. С. Рыбалко, Б. Н. Есельсон, Ю. З. Ковдря, *ФНТ* **5**, 947 (1979).
27. R. Mehrotra, C. J. Guo, V. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm, *Phys. Rev.* **B29**, 5239 (1984).
28. K. Shirihama, S. Ito, H. Suto, and K. Kono, *J. Low Temp. Phys.* **101**, 439, (1995); K. Shirihama, K. Kirichek, and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4218 (1997).
29. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **1**, 957 (1975).
30. А. М. Габович, Л. Г. Ильченко, Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **81**, 2063 (1981).
31. А. С. Рыбалко, Ю. З. Ковдря, *ФНТ* **1**, 1037 (1975).
32. А. П. Володин, М. С. Хайкин, В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 524 (1976).
33. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **1**, 526 (1975).
34. В. И. Карамушко, Ю. З. Ковдря, Ф. Ф. Менде, В. А. Николаенко, *ФНТ* **8**, 219 (1982); Ю. З. Ковдря, Ф. Ф. Менде, В. А. Николаенко, *ФНТ* **10**, 1129 (1984).
35. E. Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1449 (1984).
36. H. W. Jiang and H. J. Dahm, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 745 (1987).
37. Вл. Гинзбург, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **4**, 1236 (1978).
38. А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 275 (1980).
39. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986).
40. S. S. Sokolov and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 2640 (1995).
41. D. Marty, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19**, 6097 (1986).
42. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
43. Х. Яяма, А. Томокийо (не опубликовано (1993)); H. Yayama and A. Tomokiyo, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S1, 353 (1996).
44. О. И. Киричек, Ю. П. Монарха, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993).
45. A. M. C. Valkering, P. K. H. Sommerfeld, P. J. Richardson, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S1, 321 (1996).
46. P. Glasson, S. Efurt, G. Ensell, V. Dotsenko, W. Bailey, P. Fozooni, A. Kristensen, and M. J. Lea, *Physica* **B284**, 1916 (2000).
47. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, P. K. H. Sommerfeld, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S1, 347 (1996).
48. X. L. Hu and A. J. Dahm, *Cryogenics* **32**, 681 (1992).
49. A. M. C. Valkering, I. Klier, and P. Leiderer, *Physica* **B284**, 172 (2000).
50. В. А. Николаенко, Х. Яяма, Ю. З. Ковдря, А. Томокийо, *ФНТ* **23**, 642 (1997).
51. Х. Яяма, О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, А. Томокийо, *ФНТ* **23**, 1172 (1997).
52. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, H. Yayama, A. Tomokiyo, O. I. Kirichek, and I. B. Berkutov, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 191 (1998).
53. V. A. Buntar, V. N. Grigor'ev, O. I. Kirichek, Yu. Z. Kovdrya, Yu. P. Monarkha, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **79**, 323 (1990).
54. S. S. Sokolov, Guo-Qiang Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
55. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, С. П. Гладченко, С. С. Соколов, *ФНТ* **24**, 1113 (1998).
56. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, S. P. Gladchenko, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1109 (1998).
57. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, and S. P. Gladchenko, *Physica* **B284–288**, 168 (2000).
58. S. P. Gladchenko, Yu. Z. Kovdrya, and V. A. Nikolaenko, *Physica* **B284–288**, 1958 (2000).
59. С. П. Гладченко, В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001).
60. Yu. P. Monarkha, S. S. Sokolov, Guo-Qiang Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B52**, 15509 (1995).
61. S. S. Sokolov, Guo-Qiang Hai, and N. Studart, *Physica* **E12**, 950 (2002).
62. S. Nelson, Yu. P. Monarkha, S. S. Sokolov, and Guo-Qiang Hai, *Intern. Sympos. On Quantum Fluids and Solids*, Abstracts, Germany, Konstanz (2001), p. 18.
63. А. М. Дюгаев, А. С. Рожавский, И. Д. Вагнер, П. Видер, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 410 (1998).
64. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
65. B. L. Altshuller, D. Khmel'nitski, A. L. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
66. P. W. Adams and M. A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 451 (1988).

67. P. W. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3333 (1990).
68. I. Karakurt, D. Herman, H. Mathur, and H. J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1072 (2000).
69. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, С. П. Гладченко, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 526 (2001).
70. M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **B36**, 5663 (1987).
71. R. H. Ritchie, *Phys. Rev.* **106**, 874 (1957).
72. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **3**, 1459 (1977).
73. М. В. Крашенинников, А. В. Чаплик, *ФТТ* **21**, 2502 (1979).
74. С. С. Соколов, О. И. Киричек, *ФНТ* **20**, 764 (1994).
75. S. S. Sokolov and N. Studart, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 499 (2002).
76. I. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1131 (1973).
77. R. H. Morf, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 931 (1979).
78. D. R. Nelson and B. I. Halperin, *Phys. Rev.* **B19**, 2457 (1979).
79. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996); В. В. Доценко, В. Е. Сивоконь, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **23**, 1028 (1997).
80. S. S. Sokolov and N. Studart, *Phys. Rev.* **B60**, 1556 (1999).
81. K. M. S. Vajaj and R. Mehrotra, *Physica* **B194–196**, 1235 (1994).
82. P. Glasson, V. Dotsenko, P. Fozooni, M. J. Lea, W. Bailey, G. Papageorgiou, S. E. Anderson, and A. Kristensen, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 176802-1 (2001).
83. A. Kristensen, K. Djerfi, P. Fozooni, M. J. Lea, P. J. Richardson, A. Santrich-Badal, A. Blackburn, and R. W. van der Heijden, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1350 (1996).
84. А. Г. Храпак, Н. Т. Якубов, *Электронны в плотных газах и плазме*, Москва, Наука (1981).
85. Л. С. Кукушкин, В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **63**, 1830 (1972).
86. В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **60**, 713 (1971).
87. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *ЖЭТФ* **65**, 751 (1973).
88. O. Hippolito, G. A. Farias, and N. Studart, *Surf. Sci.* **113**, 394 (1982).
89. S. A. Jackson and P. M. Platzman, *Phys. Rev.* **B25**, 4886 (1982).
90. S. A. Jackson and P. M. Platzman, *Surf. Sci.* **142**, 125 (1984).
91. L. M. Sander, *Phys. Rev.* **B11**, 4350 (1975).
92. G. E. Marques and N. Studart, *Phys. Rev.* **B39**, 4133 (1989).
93. В. С. Эдельман, *ЖЭТФ* **77**, 673 (1979).
94. В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **77**, 717 (1979).
95. A. Cheng and P. M. Platzman, *Solid State Commun.* **25**, 873 (1978).
96. M. Saitoh, *J. Phys.* **C16**, 6983 (1983).
97. Ф. Ф. Менде, Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **11**, 646 (1985).
98. L. Wilen and L. Gianetta, *Proc. of the 17th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Part I* (1984), p. 221.
99. H. W. Jiang and A. J. Dahm, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 745 (1987).
100. H. W. Jiang, M. A. Stan, and A. J. Dahm, *Surf. Sci.* **196**, 1 (1988).
101. M. Saitoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 201 (1977).
102. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 193 (1974).
103. K. Kajita and W. Sasaki, *Surf. Sci.* **113**, 419 (1982).
104. K. Kajita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 372 (1983); *Surf. Sci.* **142**, 86 (1984).
105. P. M. Platzman, *Surf. Sci.* **170**, 55 (1986).
106. H. W. Jiang and A. J. Dahm, *Surf. Sci.* **229**, 352 (1990).
107. X. L. Hu, Y. Carmi, and A. J. Dahm, *J. Low Temp. Phys.* **89**, 625 (1992).
108. S. A. Jackson, *Surf. Sci.* **170**, 65 (1986).
109. O. Tres, Yu. P. Monarkha, F. C. Penning, H. Blaysen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2511 (1996).
110. D. Coimbra, S. S. Sokolov, J. P. Rino, and N. Studart, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 505 (2002).
111. B. Lehndorff and K. Dransfeld, *J. Phys. (France)* **50**, 2579 (1989).
112. G. A. Farias, R. N. Costa Filho, F. M. Peeters, and N. Studart, *Intern. Sympos. On Quantum Fluids and Solids*, Abstracts, Germany, Konstanz (2001), p. 49.
113. Ю. П. Монарха, Ю. З. Ковдря, *ФНТ* **8**, 215 (1982).
114. G. A. Farias and F. M. Peeters, *Phys. Rev.* **B55**, 3763 (1997).
115. B. Maraviglia, *Phys. Lett.* **A25**, 991 (1969).
116. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **8**, 1133 (1982).
117. U. de Freitas, J. P. Rino, and N. Studart, *Lectures on Surface Science*, Springer-Verlag, N. Y. (1987), p. 177.
118. J. Poitrenaud and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1230 (1972).
119. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **5**, 940 (1979).
120. A. J. Dahm, *Z. Physik* **B98**, 333 (1995).
121. B. Lehndorff, C. Vossloh, T. Gunzler, and K. Dransfeld, *Surf. Sci.* **263**, 674 (1992).
122. М. С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 706 (1978).
123. M. V. Rama Krishna and K. B. Whaley, *Phys. Rev.* **B38**, 11839 (1988).
124. P. K. H. Sommerfeld and R. W. van der Heijden, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 9731 (1995).
125. A. M. C. Valkering, H. Yayama, and R. W. van der Heijden, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 873 (1998).
126. A. M. C. Valkering, I. Klier, and P. Leiderer, *Intern. Sympos. on Quantum Fluids and Solids*, Abstracts, Germany, Konstanz (2001), p. 50.
127. J. Klier, I. Doicescu, and P. Leiderer, *J. Low Temp. Phys.* **121**, 603 (2000).
128. С. Я. Килин, *УФН* **169**, 507 (1999).
129. P. M. Platzman and M. I. Dykman, *Science* **284**, 1967 (1999).
130. T. Ando, *Phys. Soc. Jpn.* **44**, 765 (1978).
131. А. П. Володин, В. С. Эдельман, *ЖЭТФ* **81**, 368 (1981).

132. P. G. Frayne, P. Fozooni, W. Baiey, P. Glasson, G. Papageorgiou, and M. J. Lea, *Europhys. Conference Abstracts*, v. 26A (2002), p. 162.

One- and zero-dimensional electron systems over
liquid helium
(Review Article)

Yu. Z. Kovdrya

Experimental and theoretical investigations of one-dimensional and zero-dimensional electron systems near the liquid helium surface are surveyed. The properties of electron states over the plane surface of liquid helium including thin layers of helium are considered. The methods of realization of one- and zero-dimensional electron systems are discussed, and the results of experimental and theoretical investigations of their properties are given. The experiments with localization processes in a quasi-one-dimensional electron systems on liquid helium are described. The collective effects in one-dimensional and quasi-one-dimensional electron systems are considered, and the point of possible application of low-dimensional electron systems on liquid helium in electron devices and quantum computers is discussed.