Физика низких температур, 1996, т. 22, № 7, с. 715–723

Нелинейные явления в подвижности двумерной системы электронов на поверхности жидкого гелия

В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: sivokon@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 9 февраля 1996 г.

Экспериментально исследована зависимость подвижности электронов, локализованных в двумерном заряженном слое на поверхности жидкого гелия, от ведущего электрического поля при температурах ниже 1 К в области электрон-риплонного рассеяния. Измерения проведены при концентрациях электронов меньших значений, соответствующих экранировке прижимающего электрического поля полем электронного слоя (ненасыщенный случай). Характер наблюдаемой зависимости подвижности от ведущего поля свидетельствует об определяющей роли двухриплонного механизма энергетической релаксации в системе поверхностных электронов в условиях ее перегрева. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими зависимостями, полученными в предположении о совпадении коротковолнового участка спектра риплонов с длинноволновой асимптотикой.

Експериментально досліджено залежність рухливості електронів, локалізованих у двовимірному зарядженому шарі на поверхні рідкого гелію, від ведучого електричного поля при температурах нижче 1 К в області електрон-ріплонного розсіяння. Вимірювання проведено при концентраціях електронів менших значень, які відповідають екрануванню електричного поля, що притискує, полем електронного шару (ненасичений випадок). Характер спостережуваної залежності рухливості від ведучого поля свідчить про визначальну роль двохриплонного механізму енергетичної релаксації у системі поверхневих електронів в умовах їх перегріву. Експериментальні дані узгоджуються з теоретичними залежностями, що отримані у припущенні збігу короткохвильової частини риплонного спектра з довгохвильовою асимптотикою.

Подвижность электронов, локализованных над жидким гелием, так называемых поверхностных электронов (ПЭ), при достаточно низких температурах $T \lesssim 1$ К, когда упругость гелиевого пара пренебрежимо мала, определяется рассеянием на поверхностных возбуждениях жидкости (риплонах). Последовательная теория электрон-риплонного взаимодействия дана в работах [1,2]. Как следует из этой теории, в равновесных условиях основным механизмом, определяющим подвижность электронов, являются однориплонные процессы рассеяния с участием длинноволновых поверхностных возбуждений [3]. Теоретические расчеты подвижности находятся в хорошем соответствии с имеющимися экспериментальными результатами [4,5]. В нелинейном случае, когда электрическое ведущее поле, действующее в плоскости электронного слоя, достаточно велико, возможен разогрев электронов [6-8], и при сильных ведущих полях эффективная температура электронов может быть существенно выше температуры гелиевой ванны. По оценкам [9], при $T = 0{,}5$ К в пределе слабых прижимающих электрических полей, направленных перендикулярно слою ПЭ, существенный разогрев может происходить уже в ведущих полях порядка 1 мВ/см. Электронная температура зависит от скорости потерь энергии электронами, которая, как было показано Монархой [10], определяется в основном двухриплонными процессами рассеяния, в которых ПЭ рождают коротковолновые риплоны. При этом энергетическая частота релаксации электронов и пропорциональная ей скорость потерь энергии существенно зависят от вида закона дисперсии риплонов в коротковолновой области спектра. Поэтому, измеряя подвижность электронов в «греющих» ведущих полях, можно, в принципе, получить информацию об электронной температуре и о спектре коротковолновых риплонов. При малых прижимающих полях подвижность электронов на основном энергетическом уровне практически не зависит от электронной температуры [11]. Переход электронов на вышележащие уровни приводит к сложным токовым характеристикам электронного слоя. Эта ситуация теоретически исследована Монархой и Соколовым [9] и качественно проиллюстрирована

© В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, 1996

экспериментально [8]. Случай предельно больших прижимающих полей теоретически исследован в [12]. При таких полях подвижность электронов сильно зависит от их эффективной температуры T_e, которая может достигать значений порядка 10 К без заметного изменения заселенности основного уровня. Поэтому изучение нелинейной проводимости ПЭ в пределе больших прижимающих полей наиболее удобно при изучении характера релаксационных процессов в двумерной заряженной системе на поверхности сверхтекучего гелия и для получения информации о коротковолновом участке спектра риплонов.

По нашим сведениям, экспериментальных данных о нелинейной проводимости ПЭ в больших прижимающих полях нет. В связи с этим мы исследовали подвижность поверхностных электронов над жидким гелием в широком интервале ведущих электрических полей при температурах гелия около 0,5 К в прижимающих полях до 1 500 В/см при концентрациях электронов $1{,}3 \cdot 10^8$ и $2{,}7 \cdot 10^8$ см$^{-2}$.

Методика измерений

Измерения проводились по методике Соммера—Таннера [13] с использованием ячейки с круговой геометрией. Схема ячейки показана на рис. 1. Слой жидкого гелия располагался между пластинами плоскопараллельного конденсатора с расстоянием между пластинами 2 мм. Верхняя пластина состоит из трех медных кольцевых измерительных электродов с наружными диаметрами 27, 16 и 8 мм и с зазорами между ними 0,2 мм. Нижняя пластина конденсатора предназначена для создания прижимающего поля, удерживающего электроны у поверхности жидкости. Она состоит из трех равных секторов с зазорами между ними 0,1 мм. Каждый из секторов независимо друг от друга связан с источником высокого напряжения. Такая конструкция прижимающего электрода в настоящей работе предназначена для юстировки ячейки в горизонтальной плоскости. Она также позволяет исследовать электронные слои несимметричной конфигурации [14]. При юстировке, которую обычно проводили при температуре 1,5 К, измеряли напряжение пробоя для каждого из секторов и добивались выравнивания этих напряжений изменением наклона всей экспериментальной установки. После юстировки различие в толщине слоя жидкости над прижимающим электродом не превышало 2% средней толщины 1,2 мм. Оценка толщины слоя проводилась различными способами. В предварительных экспериментах использовался кольцевой емкостный датчик уровня с разрешающей способностью 0,1 мм, предназначенный для контроля процесса конденсации гелия в ячейку. Кроме того, толщина слоя гелия оценивалась по величине пробойного напряжения (с использованием результатов работы [15]). Концентрация электронов определялась по температуре кристаллизации электронного слоя из известной диаграммы состояний ПЭ [16]. Температура перехода оценивалась с погрешностью 30–40 мК, что соответствует ширине температурного интервала, в котором наблюдалось резкое изменение подвижности, связанное с кристаллизацией ПЭ [4]. В насыщенном случае концентрация n_s связана с прижимающим полем $E_\perp$ соотношением $E_\perp = 2\pi n_s e$, где e — заряд электрона. Из известных концентрации электронов и прижимающего потенциала можно определить толщину слоя гелия.

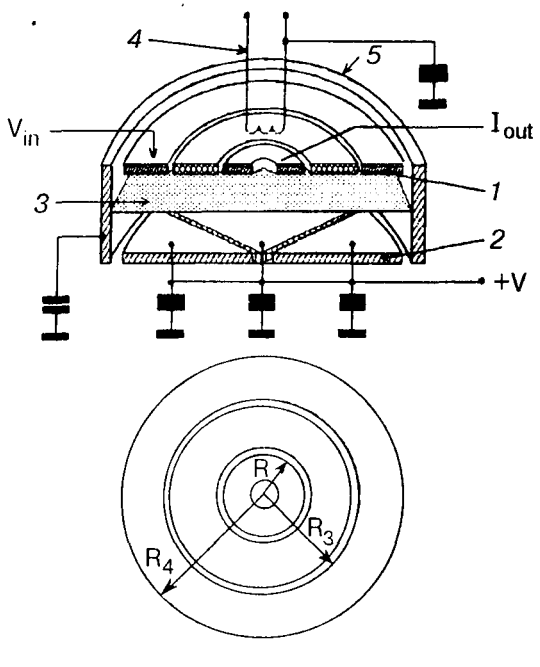

Рис. 1. Схема измерительной ячейки: *1* — система измерительных электродов; *2* — прижимающий электрод; *3* — уровень жидкого гелия; *4* — нить накаливания; *5* — охранное кольцо. Внизу — вид сверху на систему измерительных электродов.

Источником электронов служила вольфрамовая нить толщиной 10 мкм, расположенная над системой кольцевых электродов вблизи центрального отверстия диаметром 2 мм. В холодном состоянии сопротивление нити около 3 Ом, в эксперименте она поддерживалась под постоянным отрицательным потенциалом 30 В. Концентрация электронов определялась из условия полного насыщения заряда. Для формирования резкого граничного профиля электронного пятна использовалось охранное кольцо, которое поддерживалось под отрицательным потенциалом 30 В. Входной переменный сиг-

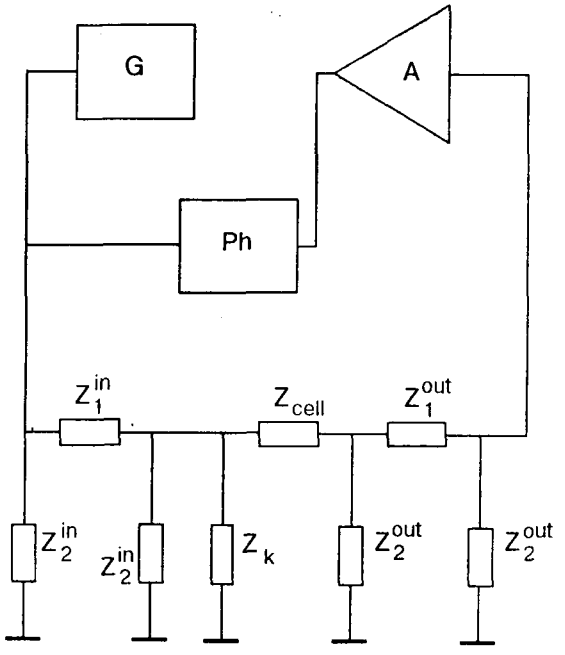

Рис. 2. Электрическая схема измерений.

нал подавался на внешний кольцевой электрод, сигнал-отклик снимался с центрального электрода, средний кольцевой электрод заземлялся. Эксперименты проводили на частоте 5 МГц. Все элементы ячейки, за исключением измерительных электродов, заземлялись по переменному току. Экспериментальная ячейка смонтирована в камере, тепловым образом связанной с камерой растворения рефрижератора с адсорбционно-конденсационной откачкой [17].

Схема измерений приведена на рис. 2. Сигнал от генератора, пройдя входную линию, поступает на внешний кольцевой электрод экспериментальной ячейки, выходной сигнал с центрального электрода ячейки проходит через выходную линию, усиливается предусилителем и поступает на измерительный прибор, регистрирующий амплитуду сигнала и сдвиг фаз. Входная и выходная линии на рисунке изображены в виде П-образных линий замещения, где Z_i — комплексные сопротивления (импедансы). Величины этих сопротивлений можно рассчитать по формулам [18]

$$Z_1 = Z_0 \operatorname{cth}\left[\sqrt{ZY}\,(l/2)\right]; \quad Z_2 = Z_0 \operatorname{sh}\sqrt{ZY}\,l, \tag{1}$$

$$Z_0 = \sqrt{Z/Y}, \quad Z = R + i\omega L, \quad Y = i\omega C,$$

где R, L, C — соответственно сопротивление, индуктивность и емкость линии на единицу длины; l — длина линии. Входная и выходная линии состоят из нескольких отрезков. Для каждого из них рассчитывалась схема замещения. Все отрезки и линия в целом экспериментально изучались в интервале частот 1–20 МГц для проверки и уточнения параметров линий замещения. В этом интервале частот были также измерены входное сопротивление, коэффициент усиления и сдвиг фаз усилителя. Частотная зависимость выходного сигнала измерялась при $T = 1{,}5$ K и отсутствии электронов. Она несколько отличается от расчетной, что связано, по-видимому, с наличием не учитываемых в расчете паразитных взаимосвязей и с температурной зависимостью параметров линии, для чего был введен корректирующий комплексный импеданс, зависящий от частоты. В результате была создана модельная схема измерительной системы, позволяющая выделить из измеренного сигнала часть, непосредственно обусловленную измерительной ячейкой, т.е. определить комплексный импеданс ячейки.

Для установления связи измерительного сигнала с проводимостью системы поверхностных электронов была решена электродинамическая задача о распределении электрического поля в экспериментальной ячейке, на входной электрод которой (см. рис. 1) подается переменное напряжение $V_0 \exp(i\omega t)$. Самосогласованное электрическое поле E частотой ω удовлетворяет уравнению

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{E} - \frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{j}\delta(z-d), \tag{2}$$

где $\mathbf{j}$ — плотность тока в слое ПЭ, расположенном на расстоянии $z = d$ от нижнего электрода (верхнему электроду соответствует $z = H$); c — скорость света. Для общности рассмотрим случай, когда вектор $\mathbf{j}$ имеет две компоненты, что наблюдается, в частности, при наличии постоянного магнитного поля вдоль оси z перпендикулярно слою ПЭ. С учетом угловой симметрии задачи и исключая компоненту поля E_z, из (2) можно получить следующие уравнения для компонент поля E_r и E_φ в цилиндрических координатах $\{r, \varphi, z\}$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{r^2}\right)E_\varphi = \frac{4\pi i\omega}{c^2} j_\varphi \delta(z-d), \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{r^2}\right)E_r =$$

$$= \frac{4\pi i}{\omega}\left[\frac{\partial^2 j_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial j_r}{\partial r} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{r^2}\right) j_r\right]\delta(z-d)\,, \tag{4}$$

где j_r и j_φ — компоненты плотности тока вдоль соответствующих направлений. Величины E_r и E_φ удобно искать в виде [19]

$$E_{r,\varphi} = \frac{2}{R_4^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{E_{r,\varphi}^{(n)}(z)}{[J_0(k_n R_4)]^2} J_1(k_n r)\, e^{i\omega t}\,,$$
$$E_{r,\varphi}^{(n)}(z) = \int_0^{R_4} r E_{r,\varphi}(r, z)\, J_1(k_n r) dr\,, \tag{5}$$

где $k_n = \lambda_n / R_4$, λ_n — n-й нуль функции Бесселя первого рода; $J_1(\lambda_n) = 0$. Аналогичные соотношения могут быть записаны для j_r и j_φ, причем величины $j_{r,\varphi}^{(n)}$ определим как

$$j_r^{(n)} = \sigma_{rr} E_r^{(n)}(d) + \sigma_{r\varphi} E_\varphi^{(n)}(d)\,, \tag{6а}$$

$$j_\varphi^{(n)} = \sigma_{\varphi r} E_r^{(n)}(d) + \sigma_{\varphi\varphi} E_\varphi^{(n)}(d)\,, \tag{6б}$$

где $\sigma_{rr} = \sigma_{xx}$ и $\sigma_{r\varphi} = \sigma_{xy}$ — компоненты тензора проводимости электронной системы.

Подстановка (5) в (3) и (4) приводит к следующим уравнениям для $E_{r,\varphi}^{(n)}$, справедливым всюду, кроме $z = d$:

$$\frac{\partial^2 E_{r,\varphi}^{(n)}(z)}{\partial z^2} - \beta_n^2 E_{r\varphi}^{(n)}(z) = 0\,, \tag{7}$$

$\beta_n^2 = k_n^2 - \omega^2/c^2$. Используя граничные условия обращения поля E_φ в нуль на верхнем и нижнем электродах и его непрерывности при $z = d$, решение уравнения (7) для $E_\varphi^{(n)}$ можно записать в виде

$$E_\varphi^{(n)} =$$
$$= \left[\frac{\operatorname{sh}\beta_n(H-z)}{\operatorname{sh}\beta_n(H-z)}\theta(z-d) + \frac{\operatorname{sh}\beta_n z}{\operatorname{sh}\beta_n d}\theta(d-z)\right] E_\varphi^{(n)}(d)\,, \tag{8}$$

$\theta(x)$ — ступенчатая функция. Наличие проводящего слоя ПЭ при $z = d$ можно учесть интегрированием (3) по z, приняв во внимание (6), (8) и то что $\partial E_\varphi / \partial z$ имеет разрыв при $z = d$. Аналогичная процедура подробно описана в работе [20] при вычислении закона дисперсии плазменных колебаний двумерной системы зарядов в магнитном поле. В результате получаем следующее выражение, связывающее компоненты поля $E_\varphi^{(n)}(d)$ и $E_r^{(n)}(d)$:

$$E_\varphi^{(n)} = \gamma E_r^{(n)}(d)\,, \tag{9}$$

где

$$\gamma = -\frac{\sigma_{\varphi r}}{\sigma_{\varphi\varphi} - i(n_s e^2/(m\omega_\beta^2))(c^2\beta_n^2/\omega)}\,,$$
$$\omega_\beta^2 = \frac{4\pi n_s e^2}{m}\beta_n \frac{\operatorname{sh}\beta_n(H-d)\operatorname{sh}\beta_n d}{\operatorname{sh}\beta_n H}\,;$$

n_s — концентрация зарядов; m — масса электрона.

Аналогичная схема вычислений позволяет представить E_r при $z \neq d$ в виде

$$E_r^{(n)} = \left[\frac{\operatorname{sh}\beta_n(H-z)}{\operatorname{sh}\beta_n(H-d)} E_r^{(n)}(d) + \frac{\operatorname{sh}\beta_n(z-d)}{\operatorname{sh}\beta_n(H-d)} E_0^{(n)}\right]\theta(z-d) + \frac{\operatorname{sh}\beta_n z}{sh\,\beta_n d} E_r^{(n)}(d)\,\theta(d-z)\,. \tag{10}$$

В (10) учтено, что величина поля E_r при $z = H$ совпадает с возбуждающим полем, действующим между частями верхнего измерительного электрода вследствие имеющейся между ними разности потенциалов; $E_0^{(n)} = -V_0 R_3 J_1(k_n R_3)\exp(i\omega t)$. Если проинтегрируем (4) по z, принимая во внимание разрыв $\partial E_r/\partial z$ при $z = d$ и уравнения (6а) и (10), получим следующее выражение, связывающее $E_r^{(n)}(d)$ с $E_0^{(n)}$:

$$E_r^{(n)}(d) = \frac{E_0^{(n)}\operatorname{sh}\beta_n d}{\operatorname{sh}\beta_n H\left[1 - i\,(m\omega_\beta^2/(ne^2))(\sigma_{\text{eff}}/\omega)\right]}\,, \tag{11}$$

где $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{rr} + \gamma\sigma_{r\varphi}$. В свою очередь, с помощью (9) можно найти зависимость $E_\varphi^{(n)}(d)$ от $E_0^{(n)}$. В результате можно определить компоненты поля E_r и E_φ во всей ячейке.

Используя для вычисления измерительного тока формулу

$$J_z = \frac{i\omega}{4\pi} \int ds\, E_z\big|_{z=H} , \qquad (12)$$

(интегрирование проводится по по площади выходного электрода) и вычисляя E_z из (2) при известных E_r и E_φ, получаем

$$J_z = \left(G_1 + i\omega G_2\right) V_0\, e^{i\omega t} , \qquad (13)$$

где

$$G_1 = n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n_s e^2 \omega^2 \chi_1}{(m\omega_\beta^2 - n_s e^2 \omega\, \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega\, \chi_1)^2} , \qquad (14а)$$

$$G_2 = $$

$$= n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{m\omega_\beta^2 - n_s e^2 \omega^2 \chi_2}{(m\omega_\beta^2 - n_s e^2 \omega\, \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega\, \chi_1)^2} + g_0 , \qquad (14б)$$

$\chi_1 = \mathrm{Re}\, \sigma_{\mathrm{eff}}^{-1}$; $\chi_2 = \mathrm{Im}\, \sigma_{\mathrm{eff}}^{-1}$; g_0 задает ток J_z в отсутствие электронов в ячейке:

$$g_0 = \frac{RR_3}{R_4^2} \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mathrm{cth}\,(\beta_n H)}{\beta_n} \frac{J_1(\lambda_n R/R_4)\, J_1(\lambda_n R_3/R_4)}{[J_0(\lambda_n)]^2} , \qquad (14в)$$

$$A_n = \frac{4\pi\, \mathrm{sh}^2\,(\beta_n d) RR_3 J_1(\lambda_n R/R_4)\, J_1(\lambda_n R_3/R_4)}{\mathrm{sh}^2\,(\beta_n H) R_4^2\, [J_0(\lambda_n)]^2} .$$

Решение системы уравнений (14) позволяет найти χ_1 и χ_2 по известным G_1 и G_2 . Отметим, что в пренебрежении эффектами запаздывания в уравнениях Максвелла, следствием которых является уравнение (2), т.е. при $c \to \infty$, задача о связи тока J_z с χ_1 и χ_2 была решена в [21] в потенциальном приближении. Полученные выражения для G_1 и G_2 отличаются от (14а) и (14б) только заменой β_n на k_n . Частота ω_β из (9) при этом превращается в плазменную частоту ω_p . Вместо величины σ_{eff} в [21] подставлялась величина σ_{rr} , которая является предельным значением σ_{eff} из (9) при $c \to \infty$. Согласно (9), в этом пределе вихревое поле E_φ исчезает, и все процессы в экспериментальной ячейке определяются только компонентами поля E_r и E_z . Подчеркнем, что выражение (9) для поля E_φ принципиально может быть получено только при решении точного уравнения (2) с учетом конечности скорости распространения электромагнитных волн, хотя величина E_φ ничтожна при всех разумных значениях ω и известных значениях $\sigma_{rr} = \sigma_{xx}$ и $\sigma_{r\varphi} = \sigma_{xy}$ [21], и отличием величины σ_{eff} от σ_{rr} можно пренебречь. Этим объясняется то, что в ячейках с круговой геометрией электродов измеряемый сигнал определяется только величиной σ_{rr}.

В случае нулевого магнитного поля, который рассматривается в настоящей работе, $\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} \equiv 0$; а $\sigma_{\mathrm{eff}} = \sigma_{rr} = \sigma = n_s e\mu$, где σ — проводимость электронной системы; μ — подвижность электронов. При этом уравнения (14) определяют связь измерительного тока J_z с действительной и мнимой частями χ_1 и χ_2 обратной проводимости ПЭ.

Результаты измерений и их обсуждение

Подвижность ПЭ определялась путем решения системы уравнений (14) относительно χ_1 и χ_2 при известном измеренном импедансе ячейки. К сожалению, точность измерений амплитуды сигнала и качество измерительной линии не позволяют достоверно определить χ_2 , так как погрешность измерений превышает эту величину. Однако данное обстоятельство не сказывается на определении подвижности ПЭ ввиду малости мнимой части обратной проводимости χ_2 по сравнению с реальной χ_1 .

Для получения зависимости подвижности ПЭ от ведущего поля необходимо с помощью формул (5) и (11) рассчитать радиальную зависимость поля E_r при $z = d$, действующего на слое электронов. Как видно из формулы (11), амплитуда ведущего поля зависит от проводимости слоя ПЭ. Поэтому E_r может быть определена только после определения проводимости. Примеры расчета радиальной зависимости ведущего поля изображены на рис. 3 для трех значений подвижности при концентрации $n_s = 1{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$. Интересно, что ведущее поле имеет максимум при $r = R_3 = 0{,}8$ см, когда возбуждающий потенциал, приложенный к внешнему электроду, расположенному при $R_3 < r < R_4$, скачком обращается в нуль. Это обстоятельство должно приводить к δ-образной особенности ведущего поля при $r = R_3$ в случае нулевой проводимости электронного слоя. Однако учет конечности

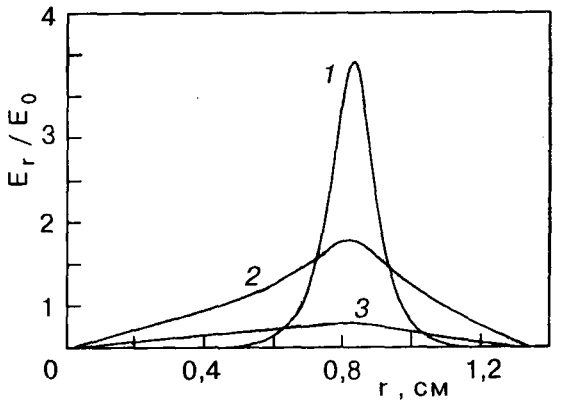

Рис. 3. Радиальная зависимость ведущего поля E_r при $z = d$. Концентрация электронов $n_s = 1{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ при различной подвижности μ, см^2/(В·с): 10^2 (*1*); 10^5 (*2*); 10^6 (*3*).

проводимости ПЭ в формулах (5) и (11) «размывает» эту особенность, приводя к зависимости $E_r(r)$, имеющей максимум. При этом чем больше подвижность ПЭ, тем более пологий максимум. Это хорошо видно на рис. 3.

Исходя из того что в изучаемом интервале температур и концентраций характерные времена электрон-электронной релаксации существенно меньше электрон-риплонных времен [22], мы предполагаем, что температура электронной подсистемы определяется интегральным, усредненным по радиусу значением действующего в плоскости слоя ведущего поля. Кроме того, поскольку частота ведущего поля намного больше энергетической частоты столкновений, проводилось усреднение квадрата поля по времени. Полученное в результате усреднений значение поля указано на оси абсцисс (рис. 4), где изображены зависимости подвижности ПЭ от ведущего поля при $T = 0{,}55$ К и $n_s = 1{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (рис. 4,*а*) и $T = 0{,}47$ К, $n_s = 2{,}7 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (рис. 4,*б*). Величина прижимающего электрического поля определялась потенциалом $V_\perp$ на прижимающем электроде:

$$E_\perp = \frac{V_{sat}}{2d} + \frac{V_\perp - V_{sat}}{H}, \qquad (15)$$

где d — высота слоя жидкости; H — расстояние между прижимающим электродом и системой измерительных электродов; V_{sat} — прижимающее напряжение, которое соответствует полной экранировке прижимающего поля слоем электронов. Заметим, что обычно в экспериментах с поверхностными электронами изучается насыщенная концентрация электронов, когда имеется однозначная связь концентрации ПЭ с прижимающим полем. В настоящей работе концентрация зарядов далека от «насыщенного» значения: $n_s < n_{sat} = E_\perp / 2\pi e$. Это позволяет изучать влияние прижимающего поля на кинетические характеристики ПЭ в пределе относительно низкой концентрации зарядов независимо от n_s. Именно такой случай рассматривается теорически в [12], что позволяет провести сопоставление полученных результатов с расчетными.

Следует отметить, что расчеты величины связи измерительного сигнала с проводимостью электронного слоя, а также ведущего поля (формулы (11)–(14)) выполнены в предположении об отсутствии связи проводимости электронного слоя с ведущим полем. При этом радиальная зависимость поля не сказывается на получаемых результатах. Но поскольку в эксперименте изучается нелинейная ситуация, зависимость подвижности от ведущего поля, определенная по интегральным характеристикам сигнала, может количественно отличаться от локальной, т. е. истинной зависимости. Обоснованием использования описанного рас-

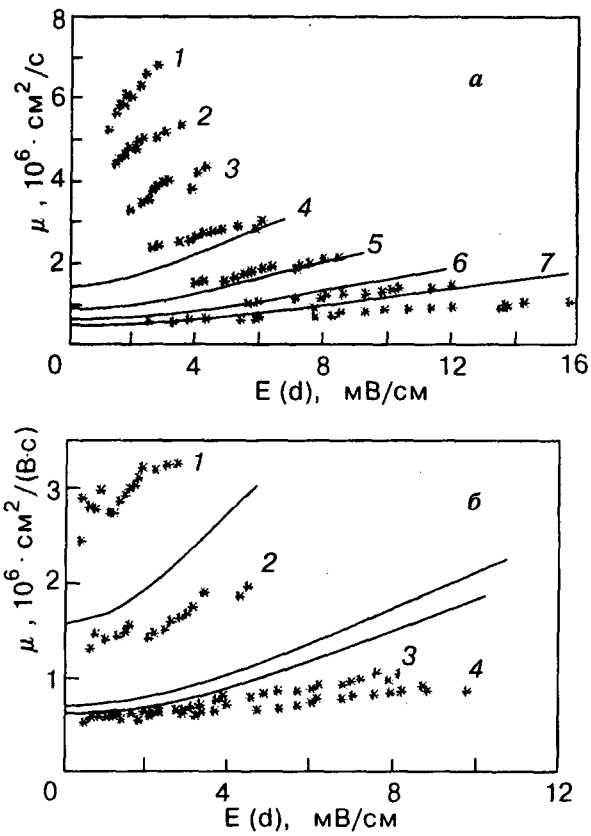

Рис. 4. Зависимость подвижности электронов от ведущего поля для $T = 0{,}55$ К и $n_s = 1{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ при различных значениях прижимающего поля V, В/см: 125 (*1*); 290 (*2*); 480 (*3*); 800 (*4*); 1100 (*5*); 1350 (*6*); 1570 (*7*) (*а*) и для $T = 0{,}47$ К; $n_s = 2{,}7 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ при значениях прижимающего поля V, В/см: 270 (*1*); 770 (*2*); 1310 (*3*); 1410 (*4*) (*б*). Сплошные линии — расчет по теории [12].

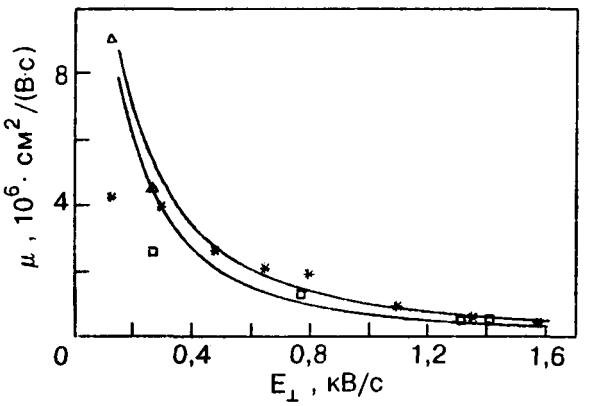

Рис. 5. Зависимость подвижности поверхностных электронов от прижимающего поля, полученная при экстраполяции ведущего поля к нулю, для концентраций зарядов $1{,}3\cdot10^8$ см$^{-2}$ (*) и $2{,}7\cdot10^8$ см$^{-2}$ (□); данные [4] (△). Кривые *1*, *2* — расчет соответственно в одноэлектронном приближении и в приближении полного контроля [5].

чета ячейки в нелинейном случае служит относительно слабая полевая зависимость подвижности.

Из рис. 4 следует, что с увеличением значений n_s и $E_\perp$ подвижность ПЭ уменьшается. Интересной особенностью полученных результатов является то, что μ возрастает с увеличением дрейфового поля E_r. По мере увеличения прижимающего поля зависимость μ от E_r становится более слабой.

На рис. 5 представлены величины подвижности электронов μ в функции прижимающего поля для концентрации электронов $1{,}3\cdot10^8$ см$^{-2}$и $2{,}7\cdot10^8$ см$^{-2}$ (соответственно * и □) в пределе слабых дрейфовых полей. Подвижность μ в этом случае определялась линейной экстраполяцией соответствующих зависимостей μ от E_r к нулевым дрейфовым полям. Отметим, что линейная экстраполяция не совсем оправданна, так как при малых ведущих полях подвижность не зависит от ведущего поля, но, по-видимому, ошибка экстраполяции не превышает экспериментальной погрешности. Как видно из рис. 5, при больших прижимающих полях значения подвижности хорошо согласуются с теоретическими, рассчитанными как в одноэлектронном приближении, так и в приближении полного контроля [5]; при малых прижимающих полях согласие хуже. Одна из возможных причин расхождения — большая погрешность в измерениях при малых прижимающих полях, связанная, в частности, с плохой устойчивостью электронного слоя. Вторая вероятная причина — неучитываемое изменение размеров электронного «пятна» при варьировании прижимающего поля, которое может приводить к изменению концентрации и отличию реального прижимающего поля от рассчитанного по формуле (15). Подвижность ПЭ на основном энергетическом уровне в условиях их перегрева определяется величиной прижимающего поля $E_\perp$ и электронной температурой T_e и может быть представлена следующим выражением [12]:

$$\mu = \mu_0\eta \int_0^\infty \frac{x^2 e^{-x}dx}{\left(1 + (4/\pi)\sqrt{2\eta x} + \eta x\right)}, \qquad (16)$$

где $\eta = \dfrac{k_B T_e}{\varepsilon_F}$, $\varepsilon_F = \dfrac{2T\mu_0}{\mu_F}$; $\mu_F = \dfrac{8\alpha\hbar}{meE_\perp^2}$;

$$\mu_0 = \frac{4\alpha\hbar^3 M_s}{3m^2 k_B T e^3 Z^2 \gamma_s^2}; \quad M_s \approx 6{,}7; \quad Z = \Lambda_0/e^2;$$

$$\Lambda_0 = \frac{e^2}{4}\,\frac{\varepsilon_{\mathrm{He}} - 1}{\varepsilon_{\mathrm{He}} + 1};$$

α и $\varepsilon_{\mathrm{He}}$ — соответственно поверхностное натяжение и диэлектрическая постоянная жидкого гелия; γ_s — глубина затухания волновой функции основного поверхностного уровня в газовую фазу; $M_s = 6{,}7$; k_B — постоянная Больцмана.

Температура ПЭ определяется, с одной стороны, скоростью подвода к ним энергии, зависящей от величины ведущего поля, с другой — скоростью потерь энергии, которая определяется характером рассеяния электронов на поверхностных возбуждениях жидкого гелия. Как было показано Монархой [10], в условиях сильного разогрева электронного газа основной вклад в скорость потерь энергии вносят двухриплонные процессы, при которых происходит излучение коротковолновых риплонов. В предположении, что коротковолновой участок спектра совпадает со своей длинноволновой асимптотикой, скорость потерь энергии электроном, обусловленная двухриплонными процессами излучения, выражается соотношением

$$P(\varepsilon) = \frac{2}{5}\varepsilon\nu(\varepsilon), \quad \nu(\varepsilon) = \frac{2^{1/2}\kappa^2 F_0^2 m\varepsilon^{2/3}}{8\pi\rho^{2/3}\alpha^{4/3}\hbar^{5/2}}, \qquad (17)$$

где ε — энергия электрона; ρ — плотность гелия;

$$\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2}U_0; \quad F_0 = U_0 f_1^2(0);$$

U_0 — высота потенциального барьера на границе жидкость — пар ($U_0 \approx 1$ эВ); $f_1(0)$ — значение точной волновой функции поверхностных электронов на поверхности гелия. Средняя скорость потерь энергии электронами определяется как

$$W(T_e) = \sum_{\mathrm{k}} f_B(\varepsilon)\, P(\varepsilon)\,, \qquad (18)$$

где $f_B(\varepsilon)$ — больцмановская функция распределения, зависящая от электронной температуры T_e; k — двумерный волновой вектор электрона. Подставляя (17) в (18), можно получить следующее выражение для величины вклада двухриплонных процессов в среднюю скорость потерь энергии:

$$W_2(T_e) = \left(1 - T/T_e\right)\, \Gamma(8/3)\, P(T_e)\,, \qquad (19)$$

где $\Gamma(8/3)$ — гамма-функция.

При высоких электронных температурах и больших прижимающих полях вклад однориплонных процессов может оказаться заметным. Для этих процессов рассеяния функция потерь может быть записана как

$$W_1(T_e) = \left(1 - T/T_e\right)\, W_F\left[1 + \sqrt{2\pi\eta} + 2\eta\right]\,, \qquad (20)$$

где

$$W_F = (2/\pi)^{1/2}\, \frac{m^{3/2} e^2 E_\perp^2 T_e^2}{\rho\hbar^2}\,.$$

Таким образом, суммарная скорость потерь определяется как

$$W(T_e) = W_1(T_e) + W_2(T_e)\,. \qquad (21)$$

Связь между электронной температурой и величиной ведущего поля неявно определяется уравнением баланса энергии

$$E = \left(\frac{W(T_e)}{e\mu(T_e)}\right)^{1/2}\,, \qquad (22)$$

где $W(T_e)$ — средняя скорость потерь энергии носителем, зависящая от вида закона дисперсии риплонов. Результаты расчета подвижности ПЭ в предположении, что коротковолновый участок спектра совпадает со своей длинноволновой асимптотикой, а также с учетом вклада однориплонных процессов рассеяния, который становится существенным при больших значениях $E_\perp$, представлены на рис. 4 сплошными линиями. Как видно, имеется неплохое согласие теоретических и экспериментальных результатов, особенно для максимальных прижимающих полей. При меньших прижимающих полях измеренная подвижность оказывается несколько выше теоретической. Не исключено, что согласию экспериментальных данных с результатами [12], полученными в одноэлектронном приближении, способствует то, что в настоящих экспериментах концентрация ПЭ достаточно низка по сравнению с насыщенным значением $E_\perp/2\pi e$. Некоторое различие экспериментальных данных и теоретических расчетов может быть связано с тем, что реальная концентрация и прижимающее поле могут отличаться от рассчитанных при обработке результатов. Кроме того, следует иметь в виду, что теория построена для $E_\perp \gg$ $\gg$ 200 В/см и не может претендовать на корректное описание ситуации при относительно малых $E_\perp$, когда при эффективной температуре электронов ~ 5–10 К уже нельзя исключить влияние переходов электронов между поверхностными уровнями на подвижность ПЭ. Можно отметить также, что недостаточно хорошо известно значение точной волновой функции ПЭ на поверхности гелия (см. формулу (17)), четвертая степень которой входит в скорость энергетических потерь. На основании проведенных исследований можно утверждать, что развитые в [12] теоретические представления о характере энергетической релаксации ПЭ в условиях перегрева электронного газа адекватно отражают реальную ситуацию. Достаточно хорошее согласие теории и эксперимента свидетельствует о том, что спектр коротковолновых риплонов при волновых векторах до ~ 10^8 см$^{-1}$, по-видимому, близок к длинноволновой асимптотике $\omega \cong$ $\cong (\alpha/\rho)q^{3/2}$ (q — волновое число риплона). Последнее обстоятельство соответствует результатам недавно опубликованных теоретических расчетов риплонного спектра [23,24].

Таким образом, в настоящей работе впервые измерена подвижность ПЭ на основном энергетическом уровне в условиях перегрева электронной системы и получены данные о подвижности ПЭ в ненасыщенном случае, когда $E_\perp > 2\pi ne$, что позволило изучить влияние на подвижность ПЭ прижимающего электрического поля независимо от концентрации зарядов. Экспериментальные данные удовлетворительно описываются теорией Монархи, учитывающей перегрев электронной системы сильным ведущим электрическим полем. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных имеет место в предположении, что коротковолновой участок спектра поверхностных колебаний жидкого гелия совпадает со своей длинноволновой асимптотикой.

Авторы благодарны О. И. Кириченку и Г. А. Михайлову за многочисленные полезные дискуссии и Ю. П. Монархе за обсуждение результатов работы. Работа частично поддержана Международной программой ISSEP, грант № PSU052042.

1. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 193 (1974).
2. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **3**, 1093 (1977).
3. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **1**, 957 (1975).
4. R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm, *Phys. Rev.* **B29**, 5239 (1984).
5. В. А. Бунтарь, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, Ю. П. Монарха, С. С. Соколов, *ФНТ* **13**, 789 (1987).
6. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 145 (1976).
7. В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 422 (1976).
8. Б. Н. Есельсон, А. С. Рыбалко, Ю. З. Ковдря, *ФНТ* **5**, 1354 (1979).
9. Ю. П. Монарха, С. С. Соколов, *ФНТ* **5**, 1283 (1979).
10. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **4**, 1093 (1978).
11. Ю. П. Монарха, С. С. Соколов, *ФНТ* **4**, 685 (1978).
12. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **5**, 994 (1979).
13. W. F. Sommer and D. J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
14. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **21**, 1020 (1995).
15. В. С. Эдельман, *УФН* **130**, 675 (1980).
16. Б. Н. Есельсон, А. С. Рыбалко, С. С. Соколов, *ФНТ* **6**, 1134 (1980).
17. V. E. Sivokon', V. V. Dotsenko, L. A. Pogorelov, and V. I. Sobolev, *Cryogenics 32-ICEC Suppl.*, 207 (1992).
18. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов, *Справочник по элементам волноводной техники*, Советское радио, Москва (1967).
19. А. Ф. Никифоров, В. В. Уваров, *Основы теории специальных функций*, Наука, Москва (1974).
20. K. W. Chiu and J. J. Quinn, *Phys. Rev.* **B9**, 4724 (1974).
21. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, O. I. Kirichek, S. S. Sokolov, and V. N. Grigor'ev, *J. Low Temp. Phys.* **91**, 371 (1993).
22. 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).
23. K. A. Gernoth, J. W. Clark, G. Senger, and M. L. Ristig, *Phys. Rev.* **B49**, 15836 (1994).
24. A. Lastri, F. Dalfovo, L. Pitaevskii, and S. Stringari, *J. Low Temp. Phys.* **98**, 227 (1995).

Non-linear phenomena in mobility of two-dimensional electron system on the liquid helium surface

V. E. Sivokon', V. V. Dotsenko, S. S. Sokolov, Yu. Z. Kovdrya, and V. N. Grigor'ev

The dependence of the mobility on driving electric field for electrons localized in two-dimensional electron layer on the liquid helium surface has been studied at temperatures below 1 K in the region of electron-ripplon scattering. The measurements are carried out at electron concentrations lower than those leading to screening the holding electric field by the field of electron layer (unsaturated case). The character of the dependence of mobility on driving field is shown to be a result of determining contribution of two-ripplon mechanism of energy relaxation in surface electron system under its overheating. The data obtained agree with theoretical dependences obtained under the supposition of coinciding the short-wave region of ripplon spectrum with long- wave asymptotics.