

Особенности проводимости 2D электронного кристалла над жидким гелием в сильных ведущих полях

В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, А.С. Неонета

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

Статья поступила в редакцию 14 марта 2008 г.

При температуре $T = 80$ мК исследован электронный кристалл с поверхностной плотностью электронов $n_s = 6,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ над поверхностью сверхтекучего жидкого гелия в зависимости от амплитуды переменного электрического поля (1–30 мВ/см) в плоскости слоя. Исследована частотная зависимость отклика экспериментальной ячейки на переменное напряжение при частотах, когда возбуждаются связанные электрон-риплонные резонансы (1–20 МГц), а также зависимость проводимости электронного слоя от ведущего поля при двух фиксированных частотах 4 и 5 МГц. Обнаружена сложная немонотонная зависимость проводимости кристалла от ведущего поля, которая, очевидно, отражает динамический фазовый переход в системе.

При температурі $T = 80$ мК досліджено електронний кристал з поверхневою густиною електронів $n_s = 6,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ над поверхнею надплинного рідкого гелію в залежності від амплитуди змінного електричного поля (1–30 мВ/см) в площині шару. Досліджено частотну залежність відгуку експериментальної комірки на змінну напругу при частотах, коли збуджуються зв'язані електрон-риплонні резонанси (1–20 МГц), а також залежність провідності електронного шару від ведучого поля при двох фіксованих частотах 4 та 5 МГц. Знайдено складну немонотонну залежність провідності кристалу від ведучого поля, яка, очевидно, відзеркалює динамічний фазовий перехід в системі.

PACS: **73.20.-r** электронные состояния на поверхностях и интерфейсах;
67.90.+z Другие темы в квантовых жидкостях и твердых телах.

Ключевые слова: сверхтекучий жидкий гелий, электрон-риплонные резонансы, динамический фазовый переход.

1. Введение

Двумерный электронный (вигнеровский) кристалл (ЭК) над поверхностью жидкого гелия является уникальной по чистоте двумерной системой с пространственным упорядочением. Впервые ЭК наблюдался в 1979 году [1], и, хотя к настоящему времени многие его свойства хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически [2], он продолжает оставаться одним из наиболее интересных объектов для исследований в области низкоразмерных систем. Значительный интерес представляют нелинейные свойства ЭК, которые проявляются при больших электрических полях, действующих в плоскости электронного слоя (ведущих полях). Существующие результаты исследова-

ний свойств ЭК в больших ведущих полях приводят к сложной и разнообразной картине поведения кристалла, которую пока не удается однозначно трактовать. В работе [3] изучался ЭК в магнитном поле в нелинейном режиме. При некотором критическом магнитном поле, величина которого зависела от ведущего поля, наблюдалось, по мнению авторов, плавление ЭК, вызванное сдвиговыми деформациями. В серии работ [4–6], посвященной подробному исследованию магнитопроводимости ЭК в зависимости от ведущего поля, обнаружено немонотонное поведение магнитопроводимости и ее скачки при достижении некоторого критического поля. Для объяснения наблюдаемых явлений авторы предложили модель соскальзывания электронов с деформационного рельефа поверхности

жидкости и предположили возможность существования ЭК, скользящего вдоль поверхности жидкости без образования лунок. В работе [7] наблюдалась зависимость магнитопроводимости от ведущего поля, которая связывалась с черенковским излучением риплонов при достижении ЭК определенной скорости вдоль поверхности жидкости. Нами были проведены исследования по изучению влияния ведущего поля на спектр связанных электрон-риплонных колебаний (СЭРК). Была обнаружена существенная деформация спектра при увеличении ведущего поля [8]. При исследовании интегральных характеристик спектра в области относительно небольших ведущих полей было установлено, что увеличение поля ведет к росту эффективной массы электрона в кристалле [9]. Было также качественно показано [10], что при малых ведущих полях деформация спектра связанных колебаний может быть обусловлена ангармонизмами в электрон-риплонном взаимодействии, что может служить косвенным свидетельством в пользу модели соскальзывания. Для более полного понимания нелинейных процессов в электронном кристалле представляет интерес расширить исследование ЭК вблизи резонансов СЭРК на область больших ведущих полей.

В настоящей работе исследованы спектр ЭК с поверхностной плотностью электронов $n_s = 6,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при частотах 1–20 МГц и различных значениях возбуждающего напряжения $V_{\parallel} = 1–100 \text{ мВ}$, а также зависимость проводимости электронного слоя от ведущего поля ($\sim 1–30 \text{ мВ/см}$) при фиксированных частотах 4 и 5 МГц. Исследования проведены при фиксированной температуре $T = 80 \text{ мК}$, которая существенно меньше температуры плавления кристалла $T_{\text{melt}} = 55 \text{ К}$.

2. Ячейка и схема измерений

Схема измерительной ячейки приведена на рис. 1. Ячейка представляет собой круглый плоскопараллельный конденсатор с расстоянием между пластинами-электродами $h = 0,2 \text{ см}$. В зазоре конденсатора на высоте d над нижней пластиной ($d \approx 0,1 \text{ см}$) располагается свободная поверхность жидкого гелия.

Поверхность заряжается электронами через отверстие диаметром 0,2 см в верхней пластине при кратковременном поджиге расположенной над пластиной вольфрамовой нити. Зарядка производится при температуре ячейки 1,3–1,5 К. Электроны удерживаются у поверхности прижимающим потенциалом, который подается на нижнюю пластину конденсатора (прижимающий электрод). Максимальная поверхностная плотность электронов, которую можно получить при фиксированном прижимающем потенциале, соответствует условию полной экранировки поля, создаваемого в зазоре конденсатора этим потенциалом. Для формирова-

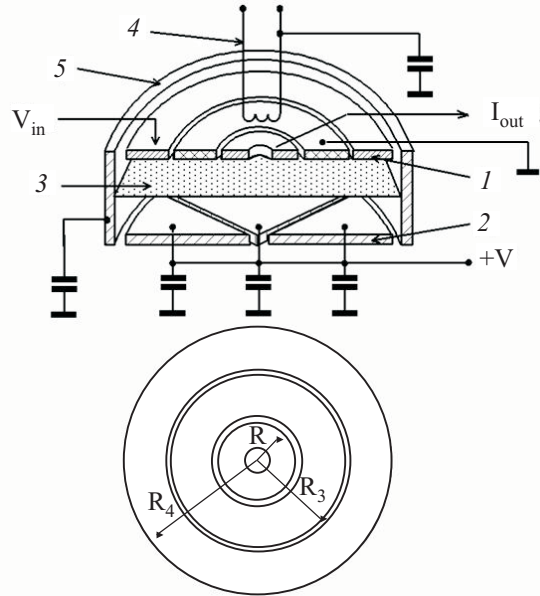


Рис. 1. Схема ячейки: измерительные электроды (1), прижимающие электроды (2), электронный слой на поверхности жидкого гелия (3), нить-источник электронов (4), охранный кольцо (5).

ния профиля электронного слоя использовано охранный кольцо, на которое подается потенциал -30 В .

Прижимающий электрод разделен на три равных сектора, к каждому из которых может быть независимо подан прижимающий потенциал. Такая конструкция предназначена для юстировки ячейки с целью выравнивания толщины слоя гелия над нижним электродом. В настоящей работе юстировку проводили при температуре 1,3–1,5 К при частичном заполнении ячейки гелием, соответствующим толщине слоя гелия 0,04–0,05 см. Поверхность гелия заряжалась при некотором прижимающем потенциале, подаваемом на один из секторных электродов, а затем прижимающий потенциал медленно увеличивался до достижения гидродинамической неустойчивости заряженной поверхности жидкости и потери электронов. Такую процедуру проводили для каждого из секторов. Изменяя наклон установки, добивались, чтобы потенциалы, при которых происходит неустойчивость, были близки (в идеале одинаковы) для всех трех секторов. В настоящей работе неоднородность в толщине слоя гелия над прижимающим электродом составляла около 6%.

Для измерений свойств электронного слоя служила верхняя пластина конденсатора, разделенная на три концентрических кольцевых электрода с зазорами между ними 0,01 см. На внешний кольцевой электрод (внешний радиус R_4 , внутренний R_3 , зазором пренебрегаем) подавали переменное напряжение с амплитудой V_0 и частотой ω и измеряли ток J , который наводился на центральном электроде (радиус R , внутренним

отверстием пренебрегаем). Центральный электрод с внешним и внутренним радиусами R_3 и R заземлен. Связь между возбуждающим напряжением и наведенным током определяется выражением

$$J = (G_1 + i\omega G_2)U_0 e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где G_1 и ωG_2 — реальная и мнимая части кондактанса ячейки G . Кондактанс ячейки зависит от комплексной проводимости электронного слоя, и зависимость эта может быть выражена в рамках той или иной математической модели ячейки.

Схема измерений приведена на рис. 2.

Напряжение от генератора Gen через входную линию, описываемую импедансами $Z_3 - Z_6$, поступало на внешний кольцевой электрод ячейки и вызывало появление тока на центральном электроде. Протекая по выходной цепи, этот ток приводит к падению напряжения на входе предусилителя A . Усиленное предусилителем напряжение поступало на измерительный прибор PA , который измерял его амплитуду и сдвиг фазы относительно опорного напряжения, поступающего на измерительный прибор непосредственно от генератора. Импедансы входной и выходной линий, входной импеданс предусилителя, его коэффициент усиления и поворот фазы напряжения при его усилении изучались как по частям, так и в собранной линии во всем интервале интересующих частот.

Полученная информация о линии позволила рассчитать импеданс ячейки $Z_{cell} = Z_2$ из соотношения между напряжением, измеряемым прибором, и напряжением генератора. При расчете выходная часть линии может быть сведена к импедансу Z_1 , а измеряемое напряжение к напряжению U на входе предусилителя. Импеданс ячейки при известных $Z_1, Z_3 - Z_6, U_0$ и U определяется следующим выражением:

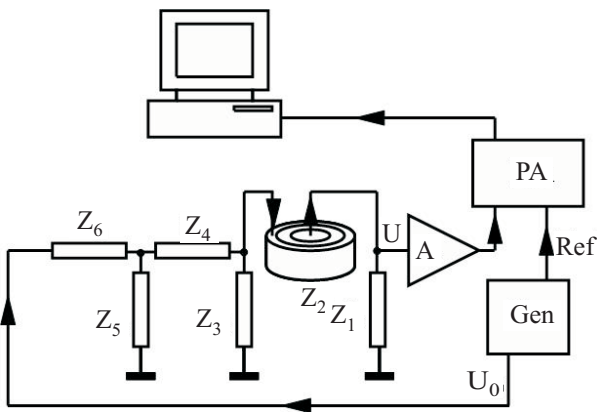


Рис. 2. Схема измерительной линии.

$$Z_2 = \frac{Z_1 Z_3 Z_5}{kq} - \frac{Z_3 L}{q} - Z_1, \quad (2)$$

где

$$k = U/U_0, L = Z_4 Z_5 + Z_4 Z_6 + Z_5 Z_6, q = Z_3(Z_5 + Z_6) + L.$$

Импеданс ячейки Z_2 связан очевидным соотношением с ее кондактансом G :

$$G_1 = \text{Re}Z_2^{-1}; \quad G_2 = \omega^{-1} \text{Im}Z_2^{-1}.$$

3. Модель ячейки

Для установления связи между кондактансом ячейки G и проводимости 2D электронного слоя σ ранее [11] была решена электродинамическая задача о распространении электромагнитного поля в ячейке и получены следующие выражения:

$$G_1 = n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n_s e^2 \omega^2 \chi_1}{(m\omega_{\beta_n}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega \chi_1)^2}, \quad (3)$$

$$G_2 = n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{m\omega_{\beta_n}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2}{(m\omega_{\beta_n}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega \chi_1)^2} + g_0, \quad (4)$$

$$A_n = \frac{4\pi R R_3}{R_4^2} \frac{\text{sh}^2[\beta_n(h-d)] J_1(\lambda_n R/R_4) J_1(\lambda_n R_3/R_4)}{\text{sh}^2(\beta_n h) [J_0(\lambda_n)]^2}, \quad (5)$$

$$g_0 = \frac{R R_3}{R_4^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{cth}(\beta_n h)}{\beta_n} \frac{J_1(\lambda_n R/R_4) J_1(\lambda_n R_3/R_4)}{[J_0(\lambda_n)]^2}, \quad (6)$$

$$\omega_{\beta}^2 = \frac{4\pi n_s e^2}{m} \beta_n \frac{\text{sh}[\beta_n(h-d)] \text{sh}(\beta_n d)}{\text{sh}(\beta_n h)}, \quad (7)$$

где $\chi_1 = \text{Re}\sigma^{-1}$, $\chi_2 = \text{Im}\sigma^{-1}$, e и m соответственно заряд и масса электрона, n_s — поверхностная плотность электронов, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функции Бесселя, $\beta_n^2 = k_n^2 - \omega^2/c^2$, c — скорость света, $k_n = \lambda_n/R_4$, λ_n — n -й нуль функции Бесселя первого рода.

Из формул (3)–(7) следует, что кондактанс пустой ячейки ($\chi = \infty$): $G_1 = 0, G_2 = g_0$, т.е. пустая ячейка ведет себя как конденсатор с емкостью g_0 . При измерениях пустой ячейки оказалось, что величина измеряемой емкости примерно в четыре раза меньше расчетной. Ранее предполагалось, что расхождение связано с отличием реальной ячейки от математической модели, обусловленным не учитываемым в модели влиянием экранирования. Для согласования расчета с экспериментом в предыдущих исследованиях вводился специ-

альный корректировочный (подгоночный) импеданс, который учитывал возможные связи ячейки с землей. Такая корректировка позволяла решить систему уравнений (3)–(7) и по измеренному кондактансу ячейки G определить обратную проводимость электронного слоя $\chi = \sigma^{-1}$. Однако не было уверенности в том, что корректировочный импеданс, определенный при измерениях пустой ячейки, эквивалентен корректировке, необходимой при измерениях проводимости электронного слоя.

В настоящей работе учет экранировки электромагнитного поля в реальной ячейке произведен путем введения некоторой добавки Δg_0 к величине g_0 в формулах (3)–(7). Как следует из экспериментов, для пустой ячейки эта величина составляет приблизительно $\Delta g_0 \approx -0,75 g_0$.

Для измерений при наличии электронного слоя в ячейке величину Δg_0 можно было бы оценить из независимых измерений проводимости неупорядоченной электронной системы при различных экспериментальных условиях, но в настоящей работе таких оценок не делается, поэтому эту величину следует считать подгоночной. В настоящей работе она составляет $\Delta g_0 \approx -g_0$, что соответствует полной экранировке альтернативных, не обусловленных наличием электронного слоя, связей между входным и выходным измерительными электродами в ячейке.

4. Подготовка к измерениям

После юстировки ячейки в нее был доконденсирован гелий (в работе использовали раствор ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ с 250 ppm ${}^3\text{He}$) с тем, чтобы его высота над прижимающим электродом составила около 0,1 см, после чего при прижимающем напряжении $V = 230$ В была заряжена поверхность жидкости. Следует отметить, что использование слабого раствора в настоящей работе вместо чистого ${}^4\text{He}$ не имеет принципиального значения, поскольку в рамках исследования сводится всего лишь к небольшому изменению коэффициента поверхностного натяжения. Поверхностную плотность электронов определяли по температуре кристаллизации электронного слоя. На рис. 3 показано изменение фазы измеряемого напряжения при кристаллизации. Как видно, переход сопровождается резким изменением фазы и происходит в интервале температур $\Delta T \approx 0,7$ – $0,8$ К, что соответствует поверхностной электронной плотности $n_s = (12,1 \pm 0,8) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. При дальнейшем охлаждении была достигнута температура $T = 80$ мК, при которой проводили основные измерения.

Вначале был измерен спектр СЭРК в кристалле (рис. 4). Измерения проведены при малой величине возбуждающего (ведущего) потенциала $V_{\parallel} = 1$ мВ и, по-видимому, соответствуют линейному режиму измерений, т.е. независимости свойств электронного слоя от ведущего поля. Резонансные частоты СЭРК мо-

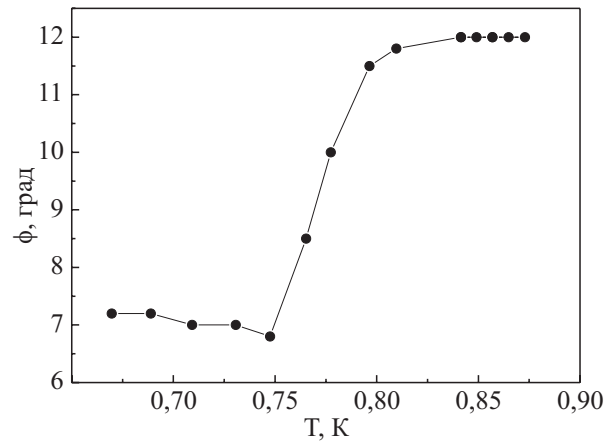


Рис. 3. Изменение фазы сигнала, прошедшего через измерительную ячейку, при кристаллизации электронного слоя.

гут быть рассчитаны в рамках самосогласованной теории Монарха и Шикина [12,13]. Как было показано ранее [14], существует хорошее численное согласие теории с экспериментом в широком интервале экспериментальных параметров, что дает возможность по частотам связанных резонансов в известной степени контролировать поверхностную плотность электронного кристалла вдали от температуры кристаллизации. На рисунке теоретические частоты резонансных мод (0,1) и (0,2) отмечены черными треугольниками. Как видно, экспериментальные значения частот оказываются значительно ниже рассчитанных. Различие, по всей видимости, связано с потерей электронов в процессе охлаждения. Хорошее согласие получается для кристалла с поверхностной плотностью электронов

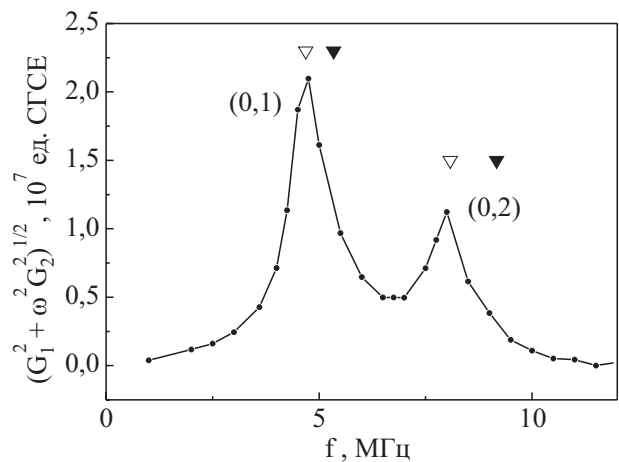


Рис. 4. Резонансы связанных электрон-риплонных колебаний в ячейке при температуре $T = 80$ мК. Треугольниками обозначены частоты, рассчитанные в рамках теории Монарха [11]. Черные и светлые треугольники относятся к поверхностной плотности электронов соответственно $n_s = 12,1 \cdot 10^8$ и $10,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

$n_s = 10,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Соответствующие резонансные моды отмечены светлыми треугольниками.

Исследование нелинейных свойств проводили для кристалла с поверхностной плотностью $n_s = 6,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Такая плотность была достигнута при понижении напряжения на прижимающем электроде с 230 до 118 В, которое сопровождалось изменением амплитуды и фазы измеряемого на частоте $f = 3 \text{ МГц}$ напряжения.

5. Результаты и обсуждение

На рис. 5 приведены частотные зависимости величин $|G| = (G_1^2 + \omega^2 G_2^2)^{1/2}$ и $\Delta\varphi = \arctg(G_1/\omega G_2)$ при различных значениях возбуждающего напряжения. При минимальном возбуждающем напряжении $V_{\parallel} = 1 \text{ мВ}$ наблюдаются резонансы СЭРК и их частоты согласуются с рассчитанными для мод (0,1), (0,2) и (0,3). При увеличении амплитуды возбуждающего напряжения (и тем самым величины ведущего поля) хорошо определенная при малой амплитуде картина искажается и деформируется. При самых больших полях ($V_{\parallel} = 30$ и $V_{\parallel} = 100 \text{ мВ}$) наблюдается почти линейный рост $|G|$ с частотой и сла-

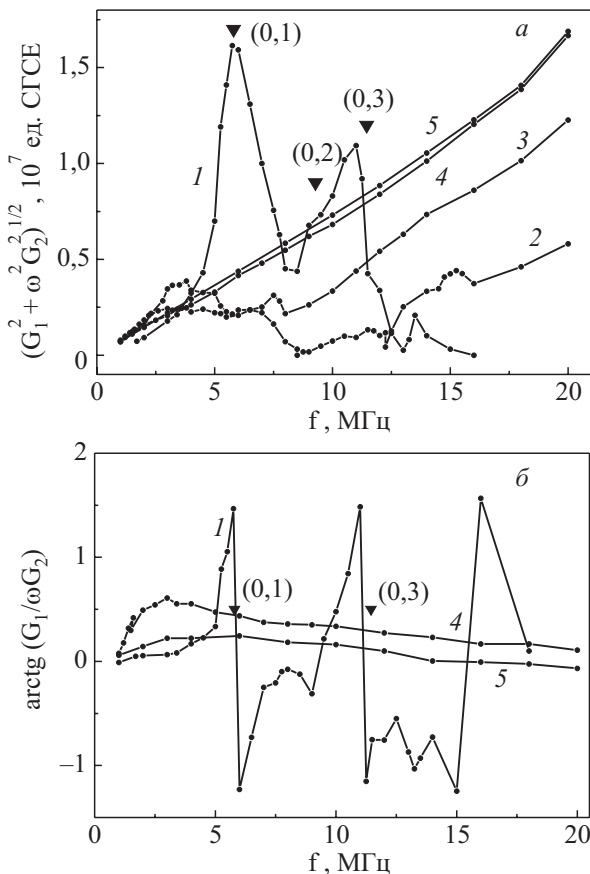


Рис. 5. Частотные зависимости амплитуды (а) и фазы (б) отклика ячейки на измерительный сигнал при различных амплитудах измерительного напряжения, мВ: 1 (1); 10 (2); 19 (3); 30 (4) и 100 (5). Температура $T = 80 \text{ мК}$. G_1 и G_2 — активная и реактивная компоненты кондуктанса ячейки.

бая частотная зависимость $\arctg(G_1/\omega G_2)$, причем зависимость этих величин от ведущего поля мала. Можно предполагать, что при увеличении поля происходит переход от кристаллического состояния, свойства которого весьма чувствительны к величине ведущего поля, к некоторому другому состоянию, свойства которого почти не зависят от поля.

Для более детального исследования того, что происходит с двумерным электронным кристаллом при увеличении ведущего поля были измерены зависимости $G_{1,2}(V_{\parallel})$ при двух фиксированных частотах $f = 4$ и 5 МГц (рис. 6). На зависимости G_1 наблюдается максимум, смещающийся в область больших напряжений при уменьшении частоты, а на зависимости $G_2(V_{\parallel})$ отчетливо выделяются три области: в первой наблюдается возрастание G_2 с ростом V_{\parallel} , которое сменяется резким уменьшением G_2 во второй области, и снова возрастание G_2 с выходом на плато — в третьей. Резкое изменение свойств системы в узком интервале параметров характерно для фазового перехода. По всей видимости, наблюдается плавление электронного кристалла. Величины кондуктанса ячейки при

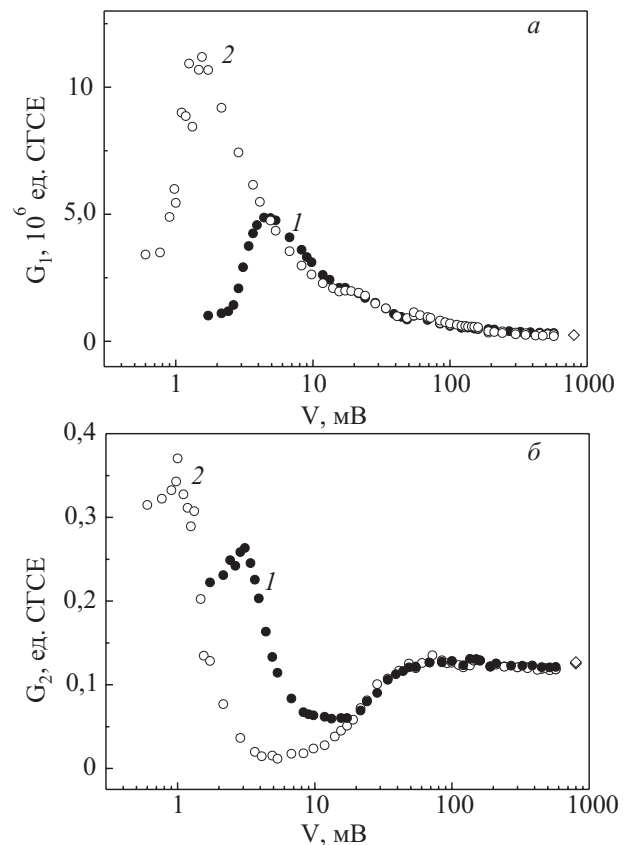


Рис. 6. Зависимость активной (а) и реактивной (б) компонент кондуктанса ячейки от амплитуды измерительного напряжения при фиксированных частотах 4 (1) и 5 (2) МГц. Температура $T = 80 \text{ мК}$. Ромбы соответствуют кондуктансу ячейки, содержащий жидкий электронный слой с $n_s = 12,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при температурах $T = 0,8 - 0,84 \text{ К}$.

больших ведущих полях близки к значениям кондуктанса ячейки при измерениях электронной жидкости вблизи температуры плавления. Справа от кривых на рис. 6 ромбами отмечены значения, соответствующие жидкости с плотностью $n_s = 12,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при температуре $T = 0,8-0,84 \text{ К}$ (см. рис. 3).

Результаты решения системы уравнений (3)–(7) относительно χ_1 и χ_2 для данных рис. 6 приведены на рис. 7. Относительно этого решения необходимо сделать следующее замечание. Система (3)–(7) есть решение уравнений Максвелла для экспериментальной ячейки, полученное в предположении, что локальная проводимость электронного слоя σ не зависит от величины локального электрического поля E_{\parallel} в слое. Поэтому использование этой системы уравнений для определения χ_1 и χ_2 в слое хорошо обосновано лишь там, где наблюдаемая полевая зависимость отсутствует или, по крайней мере, достаточно слаба, так что экспериментальные условия мало отличаются от предполагаемых при расчете (в данном случае при $E_{\parallel} \geq 10 \text{ мВ/см}$). В остальной области параметров рас-

чет может иметь смысл только в том случае, если характерные времена электрон-электронной релаксации меньше обратной частоты изменения поля, так что в любой момент времени можно использовать некоторое среднее значение проводимости, а действующее в слое поле характеризовать неким усредненным распределением. В этом случае можно ожидать, что определенные из решения уравнений (3)–(7) $\chi_1(E_{\parallel})$ и $\chi_2(E_{\parallel})$ будут качественно отражать реальную полевую зависимость обратной проводимости или хотя бы ее основные особенности. В общем же случае решать уравнения (3)–(7), строго говоря, неверно при $\sigma = \sigma(E_{\parallel})$, хотя и неясно, как уровень ошибки при нестрогом расчете зависит от интервала изменения σ . Поведение χ_1 и χ_2 качественно подобно поведению G_1 и G_2 на предыдущем рисунке. Обращает на себя внимание то, что на зависимости $\chi_1(E_{\parallel})$ существует горизонтальный участок при $E_{\parallel} < 1 \text{ мВ/см}$, отражающий независимость активной компоненты проводимости от поля, чего ранее в электронных кристаллах не наблюдалось. Возрастающее χ_2 с ростом E_{\parallel} при $E_{\parallel} < 2 \text{ мВ/см}$ коррелирует с возрастанием эффективной массы электрона в кристалле, обнаруженным нами ранее в результате анализа интегральных характеристик резонансов СЭРК [9], а значения χ_1 и χ_2 в пределе малых напряжений близки к значениям, полученным ранее в результате измерений вблизи моды (0,1) СЭРК электронного кристалла с близкими параметрами [15].

Радиальное распределение ведущего электрического поля $E_{\parallel}(r)$ в ячейке определялось в рамках решения уравнений Максвелла.

$$E_{\parallel}(r) = \frac{2}{R_4^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E_r^{(n)}(d)}{[J_0(k_n R_4)]^2} J_1(k_n r), \quad (8)$$

где

$$E_r^{(n)}(d) = \frac{-V_0 R_3 J_1(k_n R_3) \text{sh}(k_n d)}{\text{sh}(k_n h) \left[1 - i \frac{m\omega^2 \beta_n \sigma}{ne^2 \omega} \right]}. \quad (9)$$

В качестве переменной на рис. 7 используется среднее значение поля в ячейке $\bar{E}_{\parallel} = (1/R_4) \int_0^{R_4} |E_{\parallel}(r)| dr$.

Проводимость достаточно сильно изменяется в узком интервале полей, указывая на существенное изменение состояния электронного слоя. На зависимости $\chi_1(E)$ в области полей $E_{\parallel} \sim 5-6 \text{ мВ/см}$ наблюдается резкое изменение, имеющее S-образный вид. Причина связана с тем, что электрическое поле в слое является не только функцией независимо изменяемых параметров эксперимента, но также зависит и от самой про-

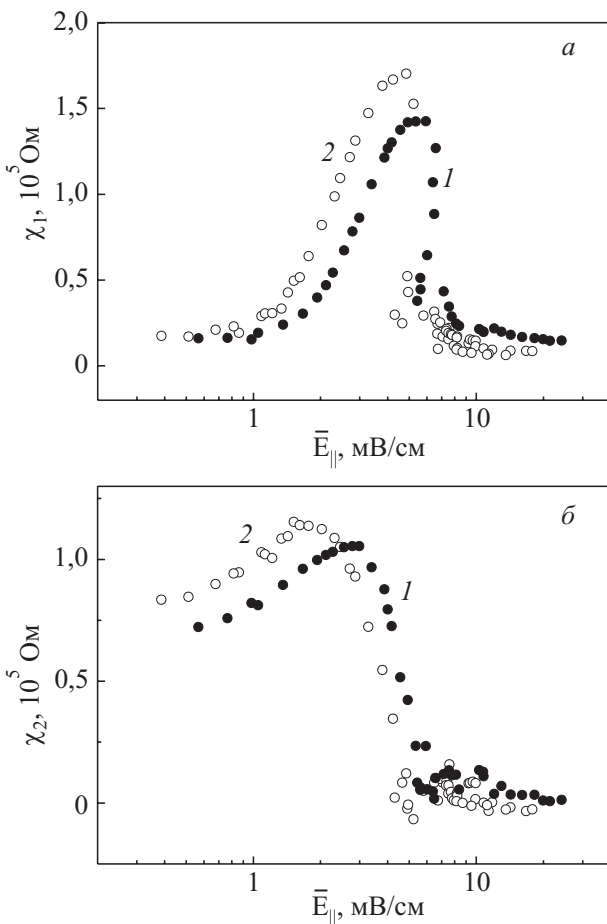


Рис. 7. Зависимость активной (а) и реактивной (б) компонент обратной проводимости электронного слоя от ведущего электрического поля при фиксированных частотах 4 (1) и 5 (2) МГц.

димости слоя, которая изменяется в результате фазового перехода. Обращает на себя внимание то, что вблизи перехода наблюдается резкое возрастание потерь в системе, что характерно для перехода Костерлица–Таулеса [16,17]. По всей видимости, происходит динамическое, обусловленное внешним электрическим полем, плавление электронного кристалла. Этот переход происходит в неравновесных условиях (температура в гелиевой ванне существенно ниже температуры кристаллизации в электронной системе) и, видимо, имеет отличные от равновесного плавления особенности.

Итак, в работе экспериментально исследована комплексная проводимость двумерного электронного кристалла при температуре существенно ниже температуры плавления в области резонансов связанных электрон-риплонных колебаний в зависимости от величины электрического поля в плоскости электронного слоя. Обнаружено, что в узком интервале полей наблюдается резкое изменение проводимости, что свидетельствует о динамическом фазовом переходе в системе. Фаза, соответствующая большим вдующим полям, характеризуется отсутствием резонансных особенностей и слабой зависимостью от вдующего поля, что характерно для неупорядоченной электронной системы. По-видимому, наблюдается динамическое плавление вигнеровского кристалла.

Авторы весьма признательны Ю.П. Монарха и С.С. Соколову за обсуждение результатов работы и сделанные полезные замечания. Работа поддержана проектом УНТЦ 3718.

1. C.C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
2. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin, NY (2004)
3. I. Wilen and R. Gianetta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, Suppl. 26-3, 2105 (1987).
4. K. Shirahama and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 781 (1995).
5. K. Shirahama and K. Kono, *Surf. Sci.* **362**, 826 (1996).
6. K. Kono and K. Shirahama, *J. Low Temp. Phys.* **104**, 237 (1996).
7. A. Blackburn, K. Driefi, M.I. Dykman, G. Fang-Yen, P. Fozooni, A. Kristensen, M.J. Lea, P.J. Richardson, A. Sentrich-Badal, and R.W. van der Heiden, *Czech. J. Phys.* **46**, 3056 (1996).

8. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФHT* **23**, 789 (1997).
9. V.E. Syvokon, Yu. Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin, *J. Low Temp. Phys.* **144**, 35 (2006).
10. V.E. Syvokon and Yu.V. Kireev, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 421 (2005).
11. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, С.С. Соколов, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФHT* **22**, 1107 (1996).
12. Ю.П. Монарха, В.Б. Шикин, *ФHT* **9**, 913 (1983).
13. Ю.П. Монарха, *ФHT* **6**, 685 (1980).
14. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФHT* **22**, 1107 (1996).
15. В.Е. Сивоконь, *ФHT* **30**, 509 (2004).
16. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
17. V. Ambegaokar, B.I. Halperin, D.R. Nelson, and E. Siggia, *Phys. Rev.* **B21**, 1806 (1980).

Conductivity features of 2D electron crystal over liquid helium in high driving fields

V.E. Syvokon, K.A. Nasyedkin, and A.S. Neoneta

At temperature $T = 80$ K the electron crystal surface electron density $n_s = 6,2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ over superfluid liquid helium is studied depending on ac electric field (1–30 мВ/см) in the layer plane. The response of the experimental cell to ac voltage at frequencies (1–20 MHz), where the coupled electron-ripplon resonances are excited, is studied. Besides, the dependence of electron layer conductivity on driving field is measured at two fixed frequencies 4 and 5 MHz. It is found that the conductivity depends on driving field in complicated nonmonotonic way and seems to reflect the dynamic phase transition in the system.

PACS: **73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces;
67.90.+z Other topics in quantum fluids and solids.

Keywords: superfluid liquid helium, electron-ripplon resonances, dynamic phase transition.