

Новое состояние 2D электронного кристалла над жидким гелием

К. А. Наседкин, В. Е. Сивокон¹⁾, А. С. Неонета

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

Поступила в редакцию 2 апреля 2010 г.

После переработки 19 апреля 2010 г.

Обнаружен переход в новое, по всей видимости неравновесное, состояние в 2D электронном кристалле над жидким гелием при температурах, значительно ниже температуры плавления. Переход регистрируется по скачкообразному увеличению активной компоненты обратной проводимости кристалла при уменьшении потенциала, прижимающего электроны к поверхности. Состояние может быть разрушено электрическим полем достаточно большой амплитуды, действующим в плоскости слоя. Предполагается, что новое состояние представляет собой 2D электронное стекло.

Двумерный электронный (вигнеровский) кристалл (ЭК) на поверхности жидкого гелия представляет собой классическую кулоновскую систему. Кристалл не содержит примесей, состоит из заряженных частиц, которыми можно манипулировать с помощью внешних электрических полей, и тем самым представляется весьма перспективным объектом для исследования процессов упорядочения в двумерных системах. При достаточно низкой температуре, когда давление пара над жидкостью исчезающе мало, свойства кристалла зависят преимущественно от характера и особенностей его взаимодействия с поверхностью жидкости. Со времени открытия ЭК в 1979 г. [1] было выполнено большое число экспериментальных и теоретических работ по исследованию различных свойств этой интересной системы [2]. Как и в других двумерных системах (вихревые структуры в сверхпроводниках [3–5], монослой гранул [6, 7], структуры в пылевой плазме [8, 9] и др.), большой интерес в ЭК вызывают нелинейные свойства, особенно динамические (неравновесные) фазовые переходы, обусловленные внешним электрическим ведущим полем [10, 11]. Такие переходы наблюдаются при температурах значительно ниже температуры плавления. Следует отметить, что на одном образце ЭК можно наблюдать как термодинамически равновесное плавление, так и неравновесный динамический переход [11].

В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении перехода, который не является ни равновесным плавлением, поскольку происходит при температуре существенно ниже соответствующей температуры, ни динамическим переходом, поскольку наблюдается при малых ведущих полях.

Для изучения состояния электронного слоя и происходящих в нем процессов в эксперименте определялись обе компоненты комплексной обратной проводимости $\sigma^{-1} = \chi$.

Измерения проводились при температуре $T \approx 100$ мК. Использовалась ячейка с круговой геометрией (рис.1), находившаяся в тепловом контак-

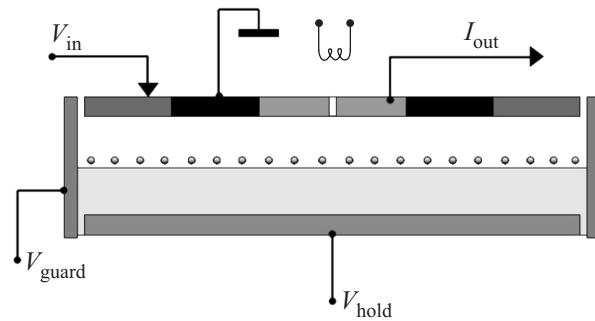


Рис.1. Схема измерительной ячейки

те с камерой растворения рефрижератора. Ячейка представляла собой плоский конденсатор диаметром 2.7 см, в зазоре 2 мм которого (примерно посередине) располагалась поверхность жидкого гелия с находящимся над ней электронным кристаллом. На нижнюю пластину конденсатора подавался прижимающий потенциал. Верхняя пластина, состоящая из кольцевых измерительных электродов, была предназначена для возбуждения тока в электронном слое и его регистрации. Конденсатор окружен охранным кольцом, на которое подавался отрицательный потенциал $V_g = -40$ В, обеспечивающий формирование границы электронного слоя и препятствующий уходу электронов из зазора конденсатора.

Переменное напряжение с амплитудой V_{\parallel} и частотой ω подавалось на внешний кольцевой измерительный электрод (входной электрод), что приводило

¹⁾ e-mail: sivokon@ilt.kharkov.ua

к появлению тока в слое электронов. Этот ток вызывал ток I_{out} в центральном (выходном) электроде. Связь между током I_{out} и напряжением $V_{||}$ выражается через реальную и мнимую компоненты кондактанса ячейки G_1 и G_2 :

$$I_{out} = (G_1 + i\omega G_2) \cdot V_{||} \cdot \exp(i\omega t). \quad (1)$$

Измерялся сдвиг фаз и амплитуда напряжения, вызванного выходным током на импедансе измерительного прибора. Измерения проводились при изменении прижимающего напряжения V_{\perp} . Кондактанс ячейки зависит от комплексной обратной проводимости электронного слоя $\chi = \chi_1 + i\chi_2$. С использованием явных выражений для этой зависимости, полученных в результате анализа модельной ячейки, по измеренному кондактансу ячейки рассчитывались реальная, χ_1 , и мнимая, χ_2 , компоненты обратной проводимости слоя. Подробно ячейка, особенности измерений и их анализ описаны в работах [11, 12].

Поверхность гелия заряжалась электронами при температуре примерно 1.5 К в результате поджига нити накаливания при поданном на нижний электрод напряжении $V_{\perp} = 230$ В. Поверхностная плотность электронов n_s , достигаемая при зарядке, соответствует условию полной экранировки прижимающего потенциала. При охлаждении ячейки на входной электрод подавалось напряжение $V_{in} = 10$ мВ с частотой $f = \omega/2\pi = 3$ МГц и измерялась амплитуда и фаза выходного сигнала. При температуре $T_m = 0.74$ К по резкому изменению амплитуды и фазы регистрировалась кристаллизация электронного слоя. По температуре перехода определена поверхностная плотность электронов $n_s = 1.1 \cdot 10^9$ см⁻². По достижении температуры $T \sim 100$ мК поверхностная плотность оценивалась по положению резонанса (0,1) связанных электрон-риплонных колебаний (СЭРК). Оценка дала результат $n_s = 1 \cdot 10^9$ см⁻², указывающий на потерю части электронов при охлаждении. Условие полной экранировки прижимающего потенциала для поверхностной плотности $n_s = 1 \cdot 10^9$ см⁻² соответствует напряжению $V_{\perp} = 205$ В на прижимающем электроде.

Измерения проводились при температуре $T = 102 \pm 8$ мК на частоте $f = 1$ МГц, амплитуда ведущего напряжения составляла $V_{||} = 5$ мВ. Такие условия практически соответствуют линейному режиму измерений, то есть режиму, при котором зависимость измеряемых величин от $V_{||}$ не проявляется. Довольно широкий интервал температур при измерениях был связан с тем, что термостабилизация не использовалась, поскольку температурная зависимость проводимости кристаллов в этой области температур

довольно мала [13] и на фоне изучаемых эффектов ею можно пренебречь.

На рис.2 представлены сдвиг фаз (а) и амплитуда (б) измеренного сигнала в зависимости от V_{\perp} . Следующие

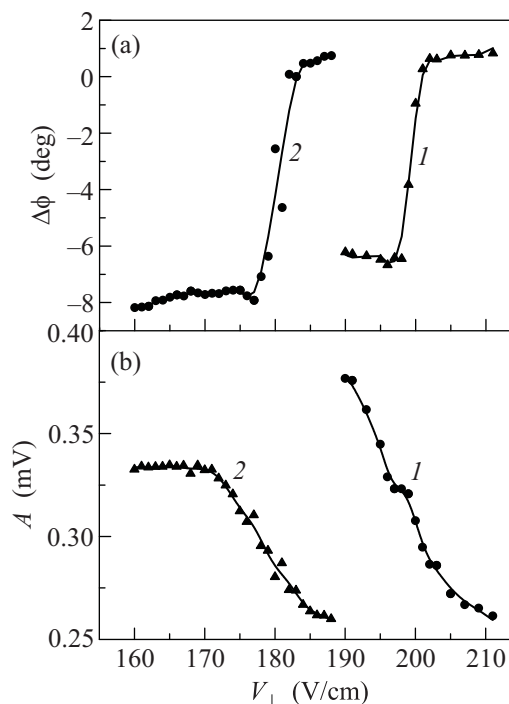


Рис.2. Зависимости параметров напряжения, пропорционального выходному току в ячейке, от прижимающего напряжения, полученные при исследовании электронного кристалла с начальной поверхностной плотностью $n_s = 10 \cdot 10^8$ см⁻² (1) и $n_s = 8.8 \cdot 10^8$ см⁻² (2) при температуре $T \approx 100$ мК. Ведущее напряжение $V_{||} = 5$ мВ, частота $f = 1$ МГц. Линии проведены для удобства восприятия. (а) фаза; (б) амплитуда

ет отметить, что амплитуда и фаза на рис.2 зависят не только от свойств измерительной ячейки, содержащей двумерный электронный слой, но от характеристик измерительной линии, включая параметры предусилителя и входной импеданс измерительного прибора, что обуславливает дополнительный сдвиг фаз и амплитудный множитель. Поскольку при измерениях частота и ведущее напряжение не изменяются, то эти дополнительные величины остаются одними и теми же для всех измерений.

На рис.2а (кривая 1) хорошо виден скачок фазы ϕ при $V_{\perp} \approx 200$ В, отражающий резкое изменение свойств электронного кристалла и указывающий на переход кристалла в новое состояние. Амплитуда (рис.2б) увеличивается при уменьшении V_{\perp} без явно выраженных скачков. На кристалл, находящийся в новом состоянии (левая часть кривой 1), в тече-

ние 20 с воздействовали ведущим полем, созданном входным напряжением 500 мВ, в результате чего амплитуда и фаза вернулись к значениям, соответствующим равновесному кристаллу (правая часть кривой 2). При дальнейшем понижении V_{\perp} снова наблюдается скачок фазы, на этот раз при $V_{\perp} \approx 180$ В (кривая 2). Немонотонность в области перехода на зависимости 2 связана с невысокой точностью контроля V_{\perp} , которая составляла примерно 1 В.

Зависимости фазы и амплитуды от V_{\perp} были использованы для определения компонент обратной проводимости χ_1 и χ_2 электронного слоя. Процедура расчета описывалась ранее [11, 12]. При расчете использовались две подгоночные константы, сдвиг фаз и амплитудный множитель, учитывающие неизвестный вклад измерительной линии. Константы подбирались из условия, чтобы обе компоненты χ_1 и χ_2 для равновесного электронного кристалла соответствовали ранее измеренным [13].

Результаты расчета использованы для построения зависимостей χ_1 и χ_2 от V_{\perp} на рис.3, где показано, как изменяются величины χ_1 и χ_2 в процессе измерений со временем и в результате воздействия ведущего напряжения достаточно большой амплитуды. Кривые 1 на рис.3 получены в результате расчета данных, соответствующих кривым 2 на рис.2. Эти кривые получены при уменьшении V_{\perp} от 190 В до 160 В в интервале времени 0–10 мин. Легко видеть, что активная компонента обратной проводимости χ_1 возрастает скачкообразно примерно на порядок при переходе, значительно возрастает и реактивная часть χ_2 . Прижимающее поле, которое полностью экранируется электронным слоем, оценивалось как соответствующее $V_{\perp} = 180$ В. Как видно на рисунке, в области $V_{\perp} \approx 180$ В происходит переход в электронном кристалле. Повышение V_{\perp} в интервале времени 10–16 мин приводит к зависимости 2, при которой скачок χ_1 происходит уже при меньшем $V_{\perp} \approx 170$. Такая же зависимость наблюдается при новом измерении при уменьшении V_{\perp} в интервале времени 30–34 мин 3. Сразу после измерения этой зависимости V_{\perp} было быстро увеличено до 190 В и на короткое время (примерно 20 с) было приложено ведущее напряжение $V_{\parallel} = 500$ мВ. После этого V_{\perp} снова уменьшалось в интервале 59–63 мин (кривая 4). Скачок происходит практически при тех же значениях прижимающего потенциала, хотя зависимость несколько смещена в область меньших V_{\perp} . Следующее воздействие большим ведущим напряжением производилось при $V_{\perp} = 172$ В, после чего наблюдался скачок проводимости при $V_{\perp} \approx 162$ В (5) (интервал времени 69–74 мин). Последнее приложение большого ведуще-

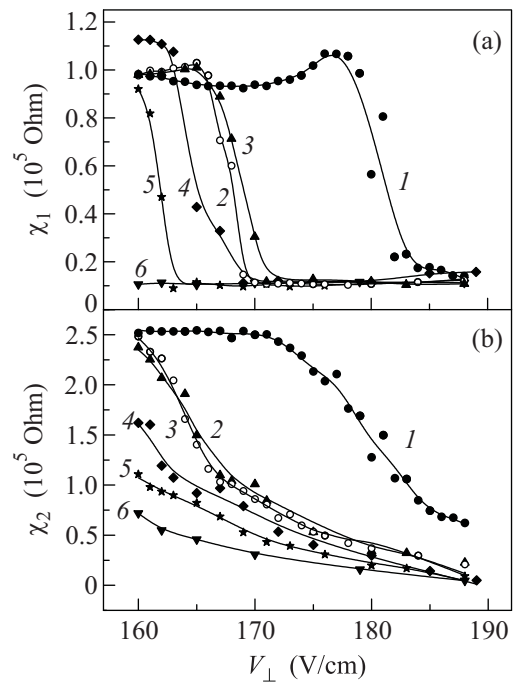


Рис.3. Зависимости обратной проводимости χ от V_{\perp} для электронного кристалла с начальной поверхностной плотностью $n_s = 8.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Темные точки соответствуют измерениям при повышении V_{\perp} , светлые – при понижении. Измерения проведены в интервалы времени (минут): (1) – 0–10; (2) – 10–16; (3) – 30–34; (4) – 59–63, (5) – 69–74 и (6) – 89–91. Зависимости (4), (5) и (6) сняты после кратковременного (20 с) воздействия на электронную систему ведущим напряжением 500 мВ при V_{\perp} соответственно 190, 172 и 160 В. Линии проведены для удобства восприятия. (а) активная компонента χ_1 ; (б) реактивная компонента χ_2

го напряжения проводилось при $V_{\perp} = 160$ В, после чего скачок проводимости не наблюдался (кривая 6) (интервал измерений 89–91 мин).

Итак, проведенные исследования предположительно указывают на следующую картину. В электронном кристалле при низких температурах можно создать условия, при которых поверхностная плотность электронов превысит плотность, соответствующую полной экранировке прижимающего потенциала. Уходу электронов из области над прижимающим электродом препятствует отрицательный потенциал охранного кольца, который в нашем эксперименте довольно велик (–40 В). Такое пересыщенное состояние электронного слоя является неравновесным. При воздействии на слой ведущим полем достаточно большой амплитуды избыточные электроны, по всей видимости, покидают слой и плотность электронов начинает соответство-

вать условию полной экранировки прижимающего потенциала.

Вполне вероятно, что поведение кристалла в условиях пересыщения можно интерпретировать как следствие появления в плоскости слоя 2D избыточного “давления”, которое возрастает по мере понижения прижимающего напряжения и в конечном итоге ведет к потере устойчивости кристалла и переходу его в неравновесную неупорядоченную фазу. На то, что фаза не упорядочена, указывает резкое увеличение реальной части обратной проводимости χ_1 , которое может быть обусловлено проявлением эффектов андерсоновской локализации электрон-риплонных колебаний. Следует, однако, отметить, что неясна причина роста реактивной компоненты χ_2 при уменьшении V_{\perp} . Воздействие ведущего поля большой амплитуды приводит к тому, что избыточные электроны покидают плоскость слоя и образуется равновесный кристалл, но с меньшей плотностью.

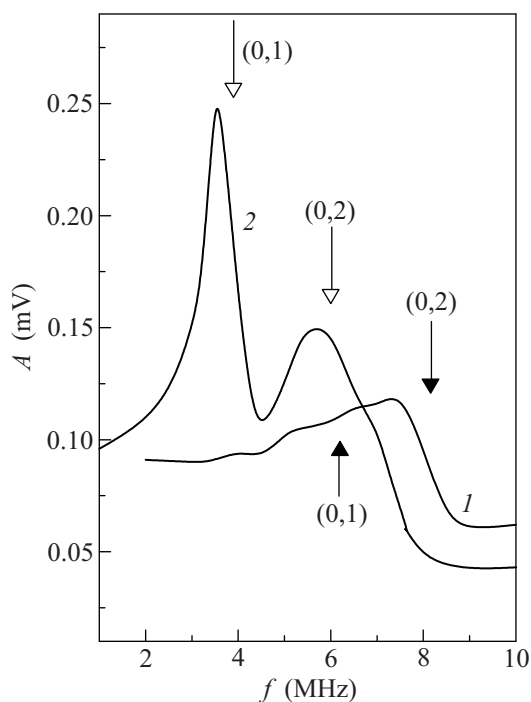


Рис.4. Резонансные спектры СЭРК для 2D кристалла, полученного при понижении V_{\perp} с 96 В до 60 В при температуре 83 мК (1) и для этого же кристалла при $V_{\perp} = 114$ В. Поверхностная плотность равновесного кристалла для $V_{\perp} = 60$ В составляет $n_s = 3.2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Стрелками показаны частоты мод (0,1) и (0,2), рассчитанные для этого кристалла

В связи с обсуждаемой возможностью превышения плотности электронов в 2D слое следует упомянуть сценарий пересыщения слоя вследствие влия-

ния электронов, локализованных на покрывающей поверхности ячейки пленке [14]. Несомненно, такое влияние имеет место и в наших экспериментах, однако пока не представляется возможным оценить его относительную роль.

Следует отметить, что ранее при исследовании электрон-риплонных СЭРК ЭК [13] мы, по-видимому, сталкивались с похожим состоянием 2D слоя. На рис.4 приведен спектр СЭРК кристалла, полученного после резкого понижения прижимающего напряжения с $V_{\perp} = 96$ В до $V_{\perp} = 60$ В при температуре $T = 83$ мК (кривая 1). Как видно, этот спектр весьма отличен от спектра этого же кристалла, измеренного после повышения прижимающего напряжения до $V_{\perp} = 114$ В (кривая 2), в частности, он не имеет хорошо выраженных резонансов. Стрелками показаны положения резонансных мод, рассчитанные в рамках самосогласованной теории [15, 16]. Ранее предполагалось [13], что такой вид спектра может быть связан с нелинейными эффектами, обусловленными ведущим полем, но, возможно, причина в том, что этот спектр отражает нарушения пространственной симметрии в кристалле.

Работа поддержана проектом УНТЦ 3718.

1. C. C. Grimes and G. A. Adams, Phys. Rev. Lett. **42**, 795 (1979).
2. Yu. P. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin (2004).
3. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
4. Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, P. Shuk et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3265 (2000).
5. G. Grimaldi, A. Leo, A. Nigro et al., Phys. Rev. B **80**, 144521 (2009).
6. J. S. Olafsen and J. S. Urbach, Phys. Rev. Lett. **95**, 098002 (2005).
7. A. Prevost, P. Melby, D. A. Egolf et al., Phys. Rev. E **70**, 050310(R) (2004).
8. C. A. Knappek, D. Samsonov, S. Zhdanov et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 015004 (2007).
9. Yang Feng, J. Goree, and Bin Lin, Phys. Rev. Lett. **100**, 205007 (2008).
10. K. Shirahama and K. Kono, Phys. Rev. Lett. **74**, 781 (1995).
11. В. Е. Сивоконь, К. А. Наседкин, А. С. Неонета, ФНТ **34**, 761 (2008).
12. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов и др., ФНТ **22**, 1107 (1996).
13. В. Е. Сивоконь, ФНТ **30**, 509 (2004).
14. В. Б. Шикин, Письма в ЖЭТФ **70**, 274 (1999).
15. Ю. П. Монарха, ФНТ **6**, 685 (1980).
16. Ю. П. Монарха, В. Б. Шикин, ФНТ **9**, 913 (1983).