

Критическое поле динамического перехода в двумерном электронном кристалле над жидким гелием

В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, И.В. Шарапова

*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 13 марта 2014 г., после переработки 21 мая 2014 г.,
опубликована онлайн 22 сентября 2014 г.

Исследованы динамические переходы в двумерном вигнеровском кристалле над поверхностью жидкого гелия в условиях неполной экранировки прижимающего потенциала. Обнаружено, что критическое электрическое поле, вызывающее переход, зависит от поверхностной плотности электронного слоя и не зависит от прижимающего поля. Предполагается, что динамический переход связан в первую очередь с разрушением пространственного порядка в системе, ведущего к делокализации электронов и, как следствие, изменению особенностей электрон-риплонного взаимодействия.

Досліджено динамічні переходи в двовимірному вігнерівському кристалі над поверхнею рідкого гелію в умовах неповної екраніровки притискуючого потенціалу. Виявлено, що критичне електричне поле, що викликає перехід, залежить від поверхневої щільності електронного шару і не залежить від притискуючого поля. Передбачається, що динамічний перехід є пов'язаним в першу чергу з руйнуванням просторового порядку в системі, що веде до делокалізації електронів і, як слідство, зміни особливостей електрон-риплонної взаємодії.

PACS: 73.40.-c Электронный транспорт в структурах с границами раздела;

67.90.+z Другие вопросы в области квантовых жидкостей и твердых тел.

Ключевые слова: вигнеровский кристалл, динамический переход, двумерная система, жидкий гелий.

1. Введение

Динамические переходы в двумерном (2D) электронном кристалле (ЭК) над жидким гелием вызваны внешним электрическим полем, действующим в плоскости электронного слоя при температурах ниже температуры плавления кристалла, и регистрируются по резкому или скачкообразному изменению транспортных характеристик электронного слоя. Такие переходы имеют специфику, обусловленную «мягкостью» жидкой подложки [1–5].

Следует отметить, что термин «динамический переход» описывает сложное нелинейное поведение электронной системы в зависимости от ведущего поля. Такое поведение может быть обусловлено различными физическими причинами. Несмотря на то что в пределе большого поля транспортные свойства слоя близки к свойствам неупорядоченной электронной системы, в которую переходит электронный кристалл при фазо-

вом переходе плавления, термины «динамический переход» и «фазовый переход» имеют все же разное физическое содержание.

Как и плавление, динамические переходы приводят или могут приводить не только к изменениям в пространственном упорядочении электронов, к изменению их транспортных свойств при движении вдоль поверхности жидкости, но и к модификации взаимодействия электронов с поверхностью жидкости (риплонами). Так, деформационный рельеф жидкости, обусловленный локализацией электронов в ЭК, исчезает при плавлении, что приводит, в частности, к изменению эффективной массы электронов. Если в других двумерных системах плавление можно трактовать лишь как изменение пространственного порядка в системе [6–8], то в случае ЭК над поверхностью гелия упорядоченная и неупорядоченная фазы фактически состоят из «разных» частиц, отличающихся эффективной массой. Эффективная масса электрона в ЭК, обусловленная деформа-

цией поверхности жидкости (лункой), в сотни раз превышает массу свободного (делокализованного) электрона. При плавлении в равновесных условиях, т.е. когда плавление вызвано изменением температуры или плотности кристалла, а внешние поля не оказывают существенного влияния на переход, различие эффективных масс электрона до и после перехода, естественно, усложняет интерпретацию свойств электронного слоя (резонансных или транспортных), особенно непосредственно в области фазового перехода.

При динамическом же переходе вследствие особенностей взаимодействия ЭК с поверхностью жидкости дополнительно появляется возможность трактовать изменение свойств электронного слоя не как плавление, а как переход, обусловленный нелинейным характером электрон-риплонного взаимодействия [1,2]. Предполагается, что под действием внешнего поля электронный кристалл может соскальзывать с деформационного рельефа жидкости без потери пространственного порядка и существовать как некая особая неравновесная фаза.

Ранее в результате экспериментальных исследований проводимости электронной системы в области динамических переходов [3,4] нами было высказано предположение, что динамический переход все же ближе к плавлению и связан с разрушением пространственного порядка. Было также отмечено [5] определенное сходство между динамическими переходами в ЭК и переходами субмонослойных пленок жидкого гелия в сверхтекучее состояние при больших скоростях подложки. Сверхтекучий переход в пленке, как и плавление двумерного кристалла, относится к одному классу переходов и может быть описан в рамках теории Костерлица–Таулесса [9–11]. Переходы в пленке при больших скоростях подложки допускают анализ на основе механизма Костерлица–Таулесса при учете нелинейных членов в соответствующих уравнениях [12–14]. Сходство нелинейного поведения ЭК и пленок гелия дает основания полагать, что и динамический переход в кристалле можно в определенных рамках трактовать как плавление в нелинейных условиях.

Следует отметить, что полевая зависимость реактивной компоненты проводимости [15], связанной с эффективной массой электронов, в области слабой нелинейности вполне может быть описана и в рамках теории [16], учитывающей ангармонизмы в электрон-риплонном взаимодействии, в предположении, что пространственный порядок в кристалле сохраняется. Кроме того, очевидно, что при трактовке динамического фазового перехода как динамического плавления электрон-риплонное взаимодействие по-прежнему остается одним из основных факторов, определяющих проводимость электронной системы, в том числе и в области фазовых переходов.

В этой связи представляют интерес исследования динамических переходов в ЭК в условиях, при кото-

рых можно влиять на электрон-электронное и электрон-риплонное взаимодействие более или менее независимо. Такая ситуация достигается в случае неполной экранировки прижимающего потенциала, когда поверхностная плотность электронов и электрическое поле, прижимающее электроны к поверхности жидкости, могут быть независимыми параметрами эксперимента.

Именно в таких условиях проведены исследования проводимости электронной системы в настоящей работе. Исследованы кристаллы с поверхностными плотностями $n_s = (2,7 - 8,8) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при прижимающих полях $E_{\perp} = 600 - 2000 \text{ В/см}$ при фиксированной температуре $T = 92 \text{ мК}$, которая для всех кристаллов значительно ниже температуры плавления $T_m = (0,36 - 0,66) \text{ К}$. Измерения проводимости электронного слоя проводились бесконтактным емкостным методом (метод Соммера–Таннера) на фиксированной частоте $f = 3 \text{ МГц}$.

2. Эксперимент

Схема измерительной ячейки приведена на рис. 1. Ячейка представляет собой плоский круглый конденсатор (Corbino geometry), расположенный горизонтально. В зазоре конденсатора находится поверхность жидкого гелия. Электроны «напыляются» на поверхность жидкости в условиях, обеспечивающих их термализацию атомами гелиевого пара. Этот процесс происходит при кратковременном поджиге расположенной над верхней пластиной конденсатора нити накаливания и соответствующей эмиссии электронов. На нижнюю пластину конденсатора подается положительный потенциал, обеспечивающий необходимую поверхностную плотность электронов при напылении и удерживающий электроны у поверхности. Зазор конденсатора окружен охранным кольцом с отрицательным потенциалом на нем. Охранный потенциал формирует границу электронного слоя и препятствует уходу электронов из межэлектродного пространства.

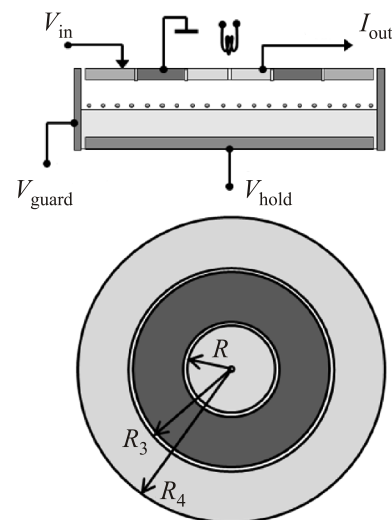


Рис. 1. Схема измерительной ячейки.

Верхняя пластина конденсатора состоит из системы кольцевых электродов, обеспечивающей измерение электрических характеристик (проводимость на переменном токе) электронного слоя. На внешний (входной) электрод подается напряжение с амплитудой V_{in} и частотой ω , которое вызывает переменный ток в слое. Этот ток приводит к появлению тока I_{out} на внутреннем (выходном) электроде:

$$I_{out} = (G_1 + i\omega G_2)I_{in} \exp(i\omega t), \quad (1)$$

где G_1 и ωG_2 — реальная и мнимая части кондактанса ячейки. Входной и выходной электроды разделены заземленным кольцевым электродом.

Величины G_1 и G_2 содержат информацию о проводимости двумерного электронного слоя σ . Связь между σ и G_1 , G_2 может быть установлена в результате решения соответствующей электродинамической задачи:

$$G_1 = G_1(\chi_1, \chi_2, \omega, A); \quad G_2 = G_2(\chi_1, \chi_2, \omega, A) + G_0, \quad (2)$$

где $\chi_1 = \text{Re}(\sigma^{-1})$ и $\chi_2 = \text{Im}(\sigma^{-1})$ — реальная и мнимая компоненты обратной проводимости, A — величина, зависящая от геометрии ячейки, а G_0 — импеданс ячейки в отсутствие поверхностных электронов. Подробно ячейка, схема измерений и анализ ячейки описаны в работах [3,17]. Там же приведены явный вид выражений (2) и выражение для радиального распределения ведущего электрического поля в ячейке.

Следует отметить, что модель, которая используется в расчете, не может учесть всех особенностей реальной ячейки и часто обнаруживается различие между результатами расчета для каких-либо контролируемых условий (например, для пустой ячейки) и результатами измерений. Это различие требует дополнительной корректировки. В экспериментах по исследованию проводимости перегретого 2D газа [18] в измерительную линию вводился дополнительный расчетный импеданс, позволявший согласовать расчетное и измеренное значения кондактанса пустой ячейки. Аналогичную схему применяли и при исследовании проводимости ЭК в области резонансов связанных электрон-риплонных колебаний (СЭРК) [19]. При этом корректирующий импеданс определяли из условия совпадения величин проводимости, полученных при анализе частоты и ширины резонанса с величинами, следующими из анализа измерений на фиксированной частоте в рамках модельной ячейки.

Впоследствии [4] был проведен дополнительный анализ ячейки и в величине ее кондактанса явно учтен ток из ячейки на промежуточный заземленный кольцевой электрод в системе измерительных электродов. Предполагалось, что величина экранировки выходного тока заземленным электродом равна отношению суммарной площади выходного и заземленного электрода к площади выходного электрода.

В результате удалось согласовать расчетные и экспериментальные значения импеданса пустой ячейки и получить значения активной части обратной проводимости электронного слоя без использования подгоночных параметров или корректирующих цепей в измерительной линии. Однако при таком расчете реактивная часть обратной проводимости оказывалась сильно завышенной по сравнению с величиной, которая следует из теоретических оценок [16] при малых полях в плоскости электронного слоя (ведущих полях) и которая согласуется с измерениями в резонансной области [19]. В принципе, корректирующий импеданс, введенный в измерительную линию, позволяет согласовать теоретические и экспериментальные значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$, но все же причины расхождения следует искать не в линии, а в самой ячейке. С целью поиска причин, приводящих к систематической ошибке в величине $\text{Im}(\sigma^{-1})$, была проанализирована серия измерений проводимости электронного слоя при температурах выше температуры плавления электронного кристалла T_m . В области неупорядоченной фазы эффективная масса электрона совпадает с массой свободного электрона, и легко оценить величину $\text{Im}(\sigma^{-1})$. Исследовалась также проводимость электронного слоя при температурах ниже T_m , но при больших ведущих полях. Как показывают измерения, свойства слоя в этих условиях близки к свойствам неупорядоченной фазы. Измерения проводились при разных частотах и анализировались в рамках уравнений (2) без использования каких-либо подгоночных величин. Исследован электронный слой с поверхностной плотностью электронов $n_s = 8,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (температура кристаллизации $T_m = 0,65 \text{ К}$) при температурах 0,09, 0,48 и 0,76 К и частотах $f = \omega/2\pi = 2,3,4 \text{ МГц}$. Полученные значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$ в зависимости от ведущего поля представлены на рис. 2. Значение $\text{Im}(\sigma^{-1})$ в жидкой фазе можно оценить как

$$\text{Im}(\sigma^{-1})^{liq} = \frac{m\omega}{n_s e^2} \sim 10^2 - 10^3 \text{ Ом}, \quad (3)$$

где m и e — соответственно масса и заряд электрона. Как видно на рис. 2, значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$ в области жидкой фазы, полученные при решении уравнений (2), значительно превышают сделанную оценку, что указывает на наличие какого-то неучтенного фактора. Обращает на себя внимание то, что с уменьшением частоты величина $\text{Im}(\sigma^{-1})$ резко увеличивается, причем для каждой частоты в области больших ведущих полей величины $\text{Im}(\sigma^{-1})$ довольно близки при разных температурах измерений. Ранее было установлено отсутствие частотной зависимости импеданса пустой ячейки, поэтому завышенные значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$ не связаны с неучтенными цепями измерительной линии, а обусловлены особенностями конструкции ячейки. Частотная зависимость (рис. 3) превышения величины $\Delta \text{Im}(\sigma^{-1})$ по отношению к $\text{Im}(\sigma^{-1})$, ожидаемой для жидкой фа-

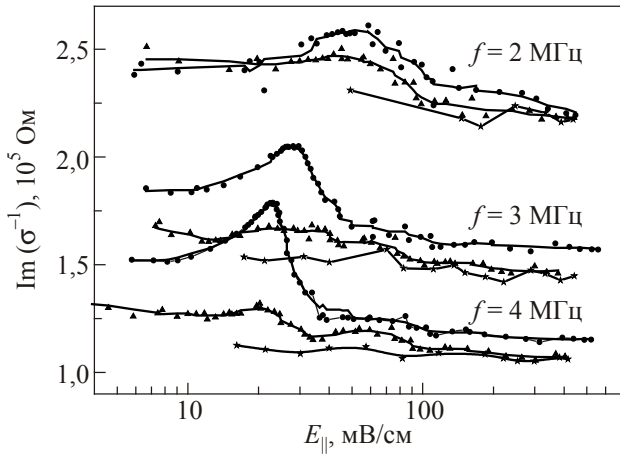


Рис. 2. Зависимости реактивной части обратной проводимости электронного слоя с поверхностной плотностью $n_s = 8,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ от ведущего поля, рассчитанные без учета емкостной связи с охранным электродом при различных температурах T , К: 0,09 (●), 0,48 (▲) и 0,76 (★).

зы, указывает на то, что в ячейке существует некая емкость, влияющая на выходной ток, но не учитываемая системой уравнений (2). Из наклона прямой на рис. 3 величину емкости можно оценить как 0,36 пФ. Наиболее вероятно, что этой емкостью является емкость между электронным слоем и охранным электродом. Наличие ее означает, что условия на границе электронного слоя в реальной ячейке отличны от граничных условий, предполагавшихся при решении системы уравнений Максвелла [17] и сводившихся к обращению в нуль тока на границе. Самый простой способ учета различий между идеальной и реальной ячейками — рассматривать вносимый в $\text{Im}(\sigma^{-1})$ вклад емкости между электронным слоем и охранным электродом как систематическую ошибку, которую следует вычесть из полученных значений $\text{Im}(\sigma^{-1})$.

Таким образом, для определения обратной проводимости электронного слоя решается уравнение (2) с

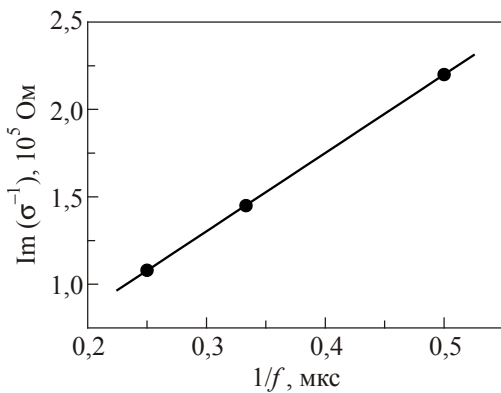


Рис. 3. Частотная зависимость систематического превышения $\text{Im}(\sigma^{-1})$ в неупорядоченной электронной фазе по сравнению с теоретическим значением. $n_s = 8,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $T = 0,76 \text{ К}$.

непосредственно измеренными величинами кондуктанса ячейки G (без каких-либо корректирующих импедансов в измерительной линии), а реактивная часть обратной проводимости при больших ведущих полях приводится к значениям, соответствующим $\text{Im}(\sigma^{-1})$ неупорядоченной фазы. Для этого из полученного в результате решения уравнения (2) значения вычитается величина, равная импедансу емкости 0,36 пФ на соответствующей частоте. При такой процедуре значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$ для кристаллов при малых ведущих полях разумно согласуются с теоретическими оценками и теми экспериментальными значениями, которые были получены при исследовании резонансов связанных электрон-риплонных колебаний, что свидетельствует в пользу примененного подхода.

3. Результаты и обсуждение

Прежде чем обсуждать результаты настоящей работы, для получения которых была использована математическая процедура обработки, основанная на определенных предположениях, обратимся к первичным, непосредственно измеряемым в эксперименте величинам. На рис. 4 приведены изменения амплитуды и фазы из-

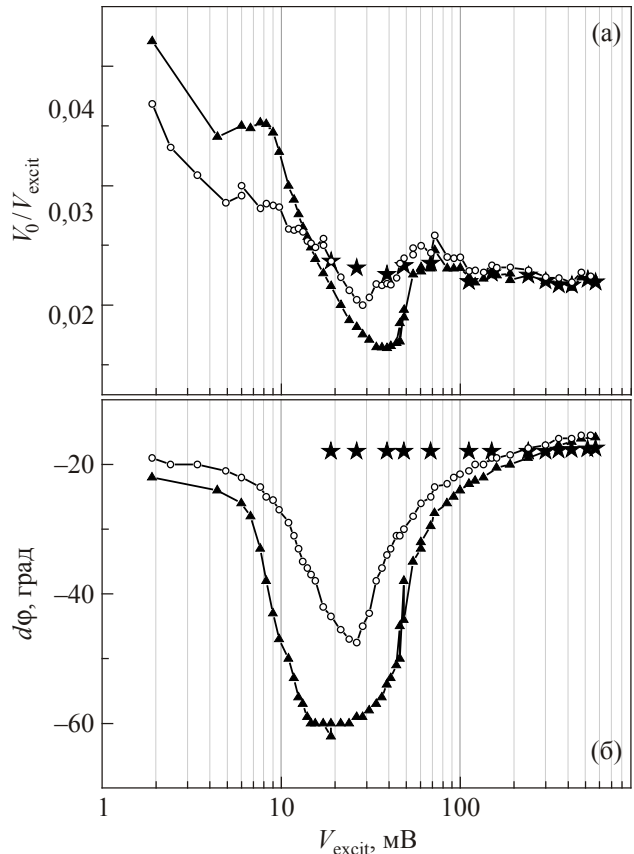


Рис. 4. Зависимость изменения амплитуды (а) и фазы (б) измерительного сигнала от величины ведущего напряжения при различных температурах T , К: 0,27 (▲), 0,48 (○), 0,75 (★). Измерительная частота $f = 4 \text{ МГц}$, поверхностная плотность электронов $n_s = 8,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $T_m = 0,64 \text{ К}$.

мерительного сигнала, прошедшего через измерительную ячейку, в зависимости от величины ведущего напряжения. Амплитуда и фаза однозначно определяют интегральную проводимость электронного слоя. Измерения были проведены при различных температурах, ниже и выше температуры плавления ЭК. Обращает на себя внимание, что с экспериментальной точки зрения свойства электронного слоя при температуре выше температуры плавления и свойства электронного слоя в пределе больших ведущих амплитуд идентичны. Изменение свойств электронного слоя при повышении температуры обусловлено фазовым переходом плавления, а изменение свойств слоя при повышении ведущего напряжения есть динамический переход. Динамический переход, как видно на рисунке, характеризуется немонотонными зависимостями амплитуды и фазы от ведущего напряжения. Поскольку при плавлении разрушается пространственный порядок в системе электронов, то можно предположить, что при динамическом переходе, приводящем к электронной системе с такими же свойствами, как при плавлении, тоже нарушается или разрушается пространственный порядок.

На рис. 5 приведены зависимости обратной проводимости электронных слоев с поверхностной плотностью $n_s = (6,5; 8,6; 12,4) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ от ведущего поля при температуре 0,09 К. Экспериментальные условия отвечают полной экранировке прижимающего потенциала $2\pi en_s = E_{\perp}$, т.е. каждой плотности слоя соответствует свой прижимающий потенциал. Как отмечено в предыдущем разделе, из реактивной компоненты, полученной в результате обработки экспериментальных данных без использования подгоночных параметров, вычтена величина $\text{Im}(\sigma^{-1})$, соответствующая емкости 0,36 пФ. На рис. 5(б) стрелками показаны значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$, рассчитанные в рамках самосогласованной теории [16,20] при малых ведущих полях. Теоретические значения несколько выше экспериментальных, что может быть связано с близостью частот измерений к резонансным частотам СЭРК и также с тем, что даже самые малые ведущие поля, использованные в эксперименте, все же могут приводить к нелинейным эффектам. На рис. 6 проведен анализ соответствия определенных в эксперименте и рассчитанных в рамках теории значений $\text{Im}(\sigma^{-1})$ для измерений при 0,09, 0,27 и 0,48 К и при частотах $f = 2, 3$ и 4 МГц. Прямая линия, с наклоном, равным единице, проведена для удобства. Отклонение от нее свидетельствует о расхождении между теоретическими и экспериментальными значениям $\text{Im}(\sigma^{-1})$. Как видно, при малых $\text{Im}(\sigma^{-1})$ согласие с расчетом достаточно хорошее, но с ростом $\text{Im}(\sigma^{-1})$ экспериментальные значения становятся ниже теоретических, и происходит это по мере того, как резонансная частота СЭРК приближается к измерительной частоте. Так, например, самая правая точка на графике соответствует резонансной частоте $f_{(0,1)} = 5,86$ МГц,

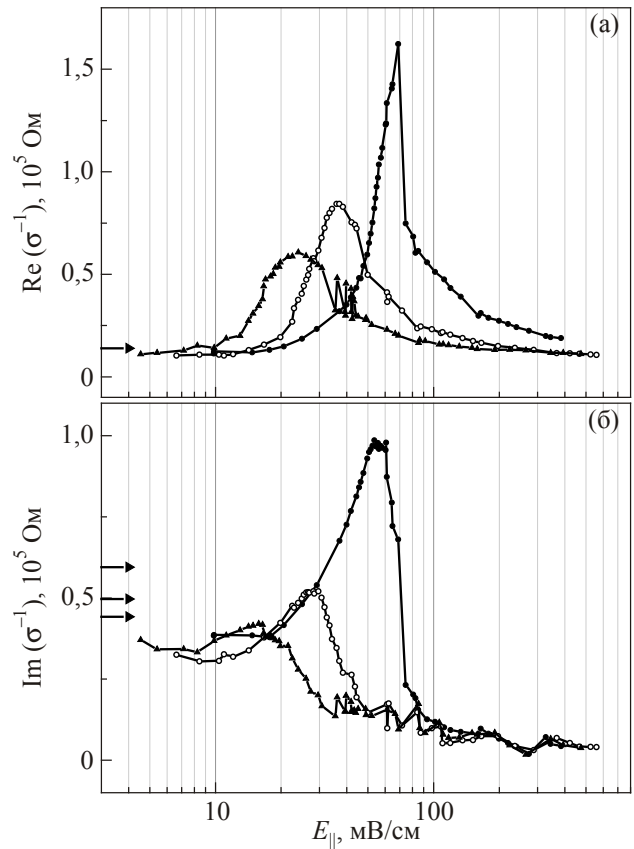


Рис. 5. Активная (а) и реактивная (б) компоненты обратной проводимости электронных кристаллов с поверхностной плотностью n_s , 10^8 см^{-2} : 12,4 (●), 8,6 (○), 6,5 (▲) при температуре 0,09 К. Стрелкой на рисунке (а) обозначено значение, измеренное для кристалла с $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при $T = 83 \text{ мК}$ [19]. Стрелки на рисунке (б) — результаты расчета в рамках самосогласованной теории [16,20].

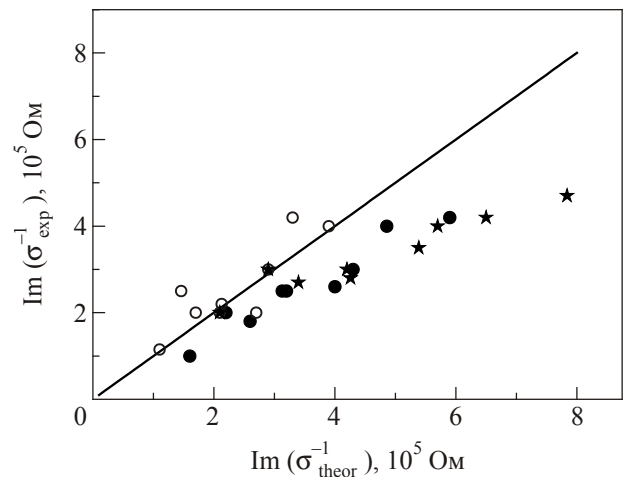


Рис. 6. Сравнение экспериментальных и теоретических значений $\text{Im}(\sigma^{-1})$ при малых ведущих полях. Исследовались кристаллы с поверхностной плотностью n_s : $6,5 \cdot 10^8$, $8,6 \cdot 10^8$ и $12,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при различных температурах T , К: 0,09, 0,27 и 0,48. Измерительные частоты f , МГц: 2 (○), 3 (●), 4 (★).

близкой к частоте измерений $f = 4$ МГц, а самая левая — резонансной частоте $f_{(0,1)} = 9,75$ МГц, удаленной от частоты измерений $f = 2$ МГц. На графике рис. 5(а) для активной компоненты стрелкой показано значение $\text{Re}(\sigma^{-1})$, измеренное в условиях резонанса СЭРК для кристалла с $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при температуре 83 мК [19], т.е. при условиях, близких к $n_s = 6,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при 90 мК (▲).

Полевые зависимости обратной проводимости подобны для разных плотностей электронов: по мере увеличения ведущего поля наблюдается рост обеих компонент, достижение максимума и скачкообразное уменьшение при достижении некоторого критического значения поля. Максимум активной компоненты, соответствующий максимуму потерь в системе, находится в области скачкообразного изменения реактивной компоненты, что соответствует процессу динамического перехода в системе. Критическое поле перехода уменьшается при уменьшении поверхностной плотности электронов, но при этом уменьшается и прижимающее поле, так что определить относительную роль этих двух величин в динамическом переходе в этой серии измерений не удается.

Основная цель настоящей работы заключается в исследовании динамических переходов в ЭК в условиях неполного экранирования прижимающего потенциала, т.е. при независимом изменении прижимающего поля и поверхностной плотности. На рис. 7 приведены зависимости компонент обратной проводимости от ведущего поля для кристаллов с плотностью n_s от $2,6 \cdot 10^8$ до $8,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при прижимающем поле $E_{\perp} = 1000 \text{ В/см}$ при температуре $T = 100 \text{ мК}$. Зависимости, как и на рис. 5, отражают динамический переход в системе. Значения $\text{Re}(\sigma^{-1})$ при малых ведущих полях согласуются с ранее измеренными в условиях резонанса СЭРК значениями [19]. Поведение реактивной компоненты обратной проводимости выглядит несколько необычным. Наблюдаются отрицательные значения $\text{Im}(\sigma^{-1})$. Причина этого, по всей видимости, заключается в том, что резонансные частоты СЭРК для исследованных кристаллов сравниваются с измерительной частотой и даже становятся ниже ее, и при измерениях возбуждаются резонансы СЭРК, которые расчет проводимости (1), (2) не учитывает. Поэтому в некотором интервале полей расчет, строго говоря, неприменим, что может приводить к отрицательным эффективным значениям $\text{Im}(\sigma^{-1})$. Однако для анализа критических полей важны не сами значения компонент обратной проводимости, а величины ведущих полей, при которых происходит резкое изменение свойств электронного слоя, свидетельствующее о динамическом переходе. На рис. 7 хорошо видно, что при фиксированном прижимающем поле при уменьшении поверхностной плотности электронов уменьшается и критическое поле перехода. Уменьшение температуры перехода с уменьшением поверх-

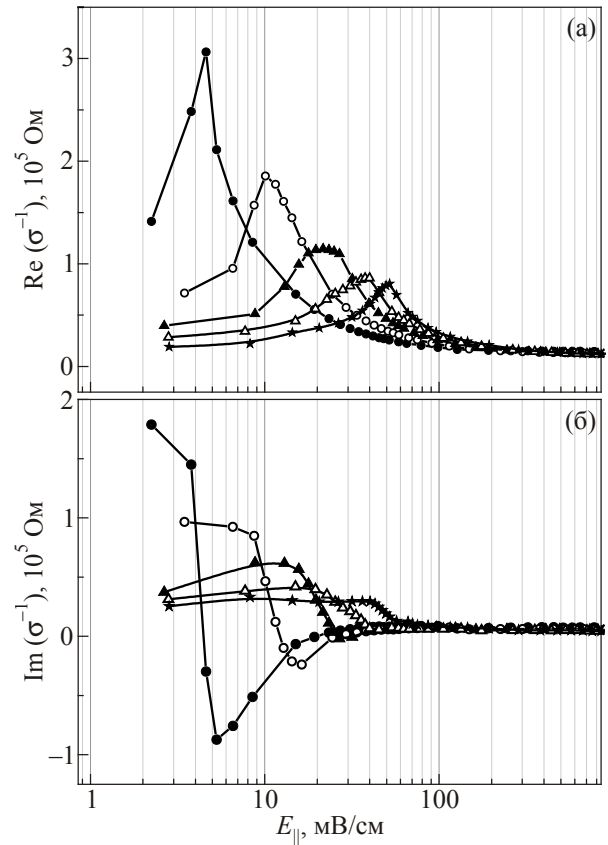


Рис. 7. Зависимости компонент обратной проводимости кристаллов от ведущего поля при фиксированном прижимающем поле $E_{\perp} = 1000 \text{ В/см}$. Измерительная частота $f = 3 \text{ МГц}$, $T = 0,1 \text{ К}$, $n_s, 10^8 \text{ см}^{-2}$: 2,6 (●), 4,2 (○), 5,7 (▲), 7,3 (Δ), 8,8 (★).

ностной плотности характерно и для плавления 2D ЭК в термодинамически равновесных условиях, где, как известно, критерием фазового перехода является достижение определенного соотношения между потенциальной и кинетической энергиями электронов. Принципиально важным и неожиданным результатом явилось то, что изменение прижимающего поля (при фиксированной поверхностной плотности электронов) не влияло на величину критического ведущего поля (рис. 8).

Полученные результаты позволяют построить зависимость критического поля от поверхностной плотности с учетом измерений при разных прижимающих полях. Такая зависимость приведена на рис. 9. Разным символам на графике соответствуют разные прижимающие поля. В качестве критического поля выбрано значение, соответствующее максимуму $\text{Re}(\sigma^{-1})$. Сплошная линия — аппроксимация зависимости параболой $E_{\parallel}^{\text{cr}} \sim n_s^2$. На этом же рисунке приведены зависимости $E_{\parallel}^{\text{cr}}$ от прижимающего поля для трех фиксированных значений поверхностной плотности $n_s, \text{ см}^{-2}$: $2,6 \cdot 10^8$ (*), $4,2 \cdot 10^8$ (+) и $5,7 \cdot 10^8$ (×). Пунктирные прямые — результат линейной аппроксимации.

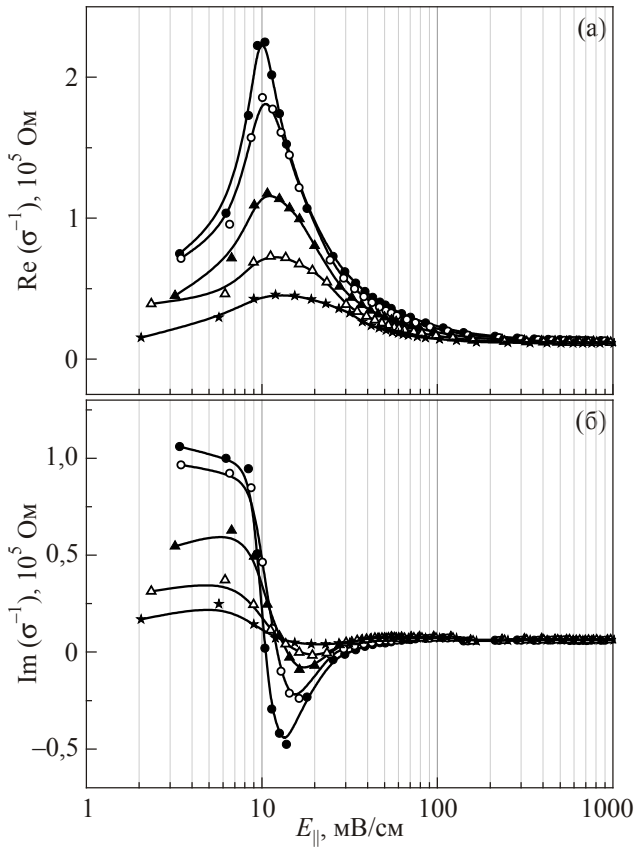


Рис. 8. Зависимости компонент обратной проводимости кристаллов от ведущего поля для кристалла с поверхностной плотностью $n_s = 4,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при различных прижимающих полях E_{\perp} , В/см: 1250 (●), 1000 (○), 850 (▲), 700 (△), 550 (★). Измерительная частота $f = 3$ МГц, $T = 0,1$ К.

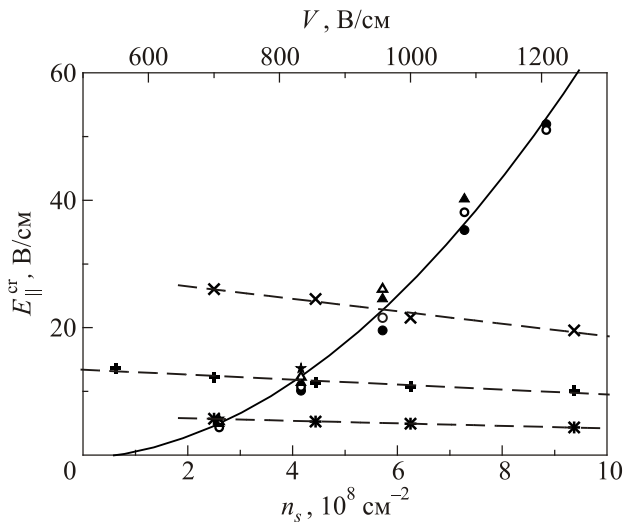


Рис. 9. Зависимость критического поля от поверхностной плотности кристалла при различных прижимающих полях E_{\perp} , В/см: 1250 (●), 1000 (○), 850 (▲), 700 (△), 550 (★) и зависимости критического поля от прижимающего поля при фиксированных поверхностных плотностях кристалла: n_s , 10^8 см^{-2} : 2,6 (*); 4,2 (+); 5,7 (×). Измерительная частота $f = 3$ МГц, $T = 0,1$ К.

Следует отметить, что наши данные несколько отличаются от результатов, полученных ранее авторами [2], которые исследовали динамические переходы в кристаллах при наличии магнитного поля, направленного перпендикулярно поверхности жидкости. Они обнаружили, что критическое напряжение $V_{||}^{cr}$ (ведущее поле в работе не рассчитывалось), при котором наблюдается скачок продольной проводимости электронного слоя, зависит от поверхностной плотности как $V_{||}^{cr} \sim n_s^{1,5}$. С учетом экспериментальных погрешностей как в работе [2], так и в настоящей работе, можно сказать, что имеется достаточно хорошее соответствие результатов. Отличие заключается в зависимости критического параметра (потенциала в работе [2] или ведущего поля в наших работах) от прижимающего поля. В работе [2] была обнаружена линейная зависимость критического напряжения от прижимающего потенциала при фиксированной плотности, а в настоящей работе прижимающий потенциал не влияет на критическое ведущее поле. По-видимому, различие во влиянии прижимающего поля на динамический переход в настоящей работе и работе [2] может быть связано с различными условиями эксперимента, в частности с наличием магнитного поля.

Среди процессов, которые могут существенно влиять на проводимость ЭК в нелинейных условиях, является брэгг–черенковское излучение риплонов [21,22]. Брэгг–черенковское излучение появляется, когда скорость v_{el} ЭК над поверхностью гелия достигает групповой скорости риплонов $v_g = \omega_1^{rip}(g_1)/g_1$, где g_1 — волновой вектор, равный наименьшему вектору обратной решетки кристалла, а ω_1^{rip} — частота, соответствующая волновому вектору. Оценим возможную роль этого процесса в наших экспериментах. Исходя из закона дисперсии риплонов, легко определить $\omega_1^{rip}(g_1) = g_1^{1,5} \sqrt{\alpha/\rho}$, где α — коэффициент поверхностного натяжения, а ρ — плотность жидкого гелия. Волновой вектор $g_1 = 2^{1,5} \pi \sqrt{n_s} / 3^{1/4}$. Скорость электронов, достигаемая в эксперименте, можно оценить, исходя из полученных зависимостей компонент проводимости слоя от ведущего поля:

$$v_{el} = \frac{E_{||}}{en_s} |\sigma| = \frac{E_{||}}{en_s} \frac{1}{\sqrt{\text{Re}(\sigma^{-1})^2 + \text{Im}(\sigma^{-1})^2}}.$$

На рис. 10 приведены зависимости ведущего электрического поля в слое от рассчитанной скорости электронного кристалла с поверхностной плотностью $n_s = 4,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при различных прижимающих полях. Вертикальной пунктирной линией обозначена скорость кристалла, соответствующая порогу возбуждения черенковских риплонов. Видно, что для самого большого прижимающего поля $E_{\perp} = 1250$ В/см при этой скорости наблюдается резкое изменение ведущего поля, что может свидетельствовать об излучении рип-

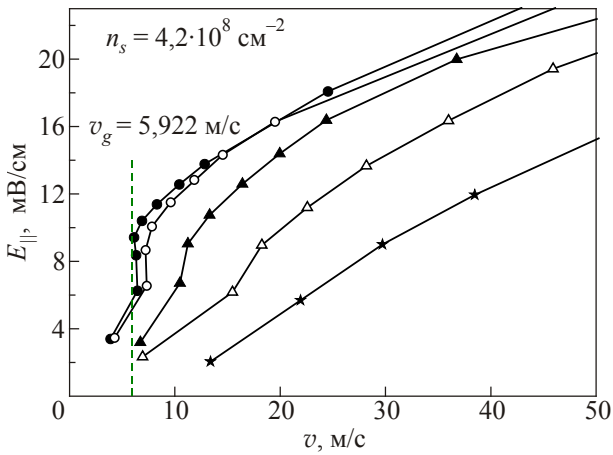


Рис. 10. Зависимость ведущего электрического поля в слое от скорости ЭК с поверхностной плотностью $n_s = 4,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ при различных прижимающих полях E_{\perp} , В/см: 1250 (●), 1000 (○), 850 (▲), 700 (△), 550 (★). Вертикальной пунктирной линией указан порог скорости возбуждения черенковских риплонов для данной поверхностной плотности электронов.

лонов, однако при других прижимающих поля подобная корреляция не наблюдается. Такой же корреляции нет на зависимостях, связывающих ведущее поле и скорость ЭК с различной поверхностной плотностью при одном и том же прижимающем поле (рис. 11). Повидимому, наблюдаемое нелинейное поведение электронной системы не может быть объяснено излучением черенковских риплонов. Об этом говорит и оценка величины смещения электронного кристалла за половину периода колебаний измерительного сигнала: при ско-

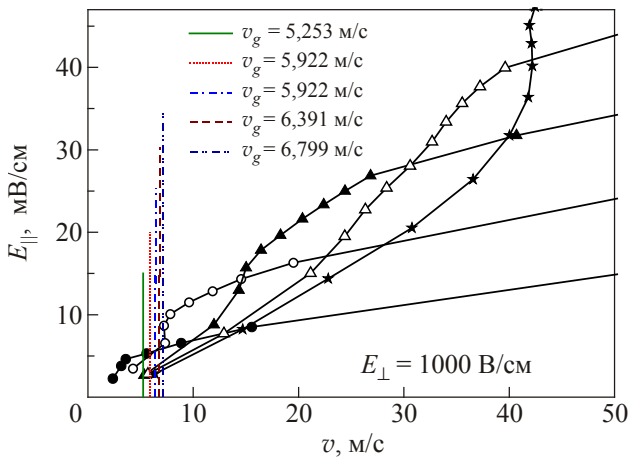


Рис. 11. Зависимость ведущего электрического поля от скорости ЭК с различной поверхностной плотностью электронов n_s , 10^8 см^{-2} : 2,6 (●), 4,2 (○), 5,7 (▲), 7,3 (△), 8,8 (★) при фиксированном прижимающем поле $E_{\perp} = 1000 \text{ В/см}$. Вертикальными линиями указаны пороги скоростей возбуждения черенковских риплонов для соответствующих поверхностных плотностей.

рости $v_{el} = 600 \text{ см/с}$ за половину периода $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ кристалл смещается на расстояние $l = v_{el}\Delta t = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, что превышает среднее расстояние между электронами в кристалле даже с самой низкой из исследованных в настоящей работе поверхностной плотностью $a = 1/\sqrt{n_s} = 1/\sqrt{4,2 \cdot 10^8} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. В условиях настоящего эксперимента трудно представить смещение кристалла на такие расстояния без его деформации.

4. Заключение

Полученные результаты указывают на то, что при динамическом переходе, как и при плавлении ЭК в равновесных условиях, роль электрон-электронного взаимодействия является определяющей. При изменении электрон-электронного взаимодействия в зависимости от поверхностной плотности электронного слоя изменяются и критические параметры: температура плавления либо критическое ведущее поле динамического перехода. Изменение же электрон-риплонного взаимодействия при изменении прижимающего поля не сказывается на критическом поле при динамическом переходе и, по всей видимости, на температуре плавления, хотя прямых экспериментальных данных в случае плавления нет. Возможный сценарий динамического перехода заключается в том, что при увеличении ведущего поля возникают и развиваются искажения кристаллической решетки, приводя в конечном итоге к исчезновению пространственного порядка. В результате этих процессов изменяются и условия локализации электронов, приводя к соответствующим изменениям деформационного рельефа поверхности жидкости. Представляется, что важную роль для понимания динамических переходов могли бы сыграть теоретические исследования особенностей взаимодействия дефектов кристаллической решетки кристалла с поверхностью жидкости.

1. K. Shirahama and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 781 (1995).
2. K. Kono and K. Shirahama, *J. Low Temp. Phys.* **104**, 237 (1996).
3. В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, А.С. Неонета, *ФНТ* **34**, 761 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 600 (2008)].
4. В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, *ФНТ* **36**, 1267 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1023 (2010)].
5. Ю.П. Монарха, В.Е. Сивоконь, *ФНТ* **38**, 1355 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1067 (2012)].
6. E.C. Mbalala and H.H. von Grunberg, *Phys. Rev. E* **67**, 031608 (2003).
7. D. Samsonov, S.K. Zhdanov, R.A. Quinn, S.I Popel, and G.E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 255004 (2004).
8. J.S. Olafsen and J.S. Urbach, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 098002 (2005).
9. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970).
10. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
11. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).

12. R.M. Bowley and S. Giorgini, *J. Low Temp. Phys.* **92**, 263 (1993).
13. R.M. Bowley and S. Giorgini, *J. Low Temp. Phys.* **93**, 987 (1993).
14. S. Giorgini and R.M. Bowley, *J. Low Temp. Phys.* **102**, 171 (1996).
15. V.E. Syvokon, Yu.Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 163 (2007).
16. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 331 (1980)].
17. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, С.С. Соколов, Ю.З. Ковдрия, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 549 (1996)].
18. K.A. Nasyedkin, V.E. Syvokon, Yu.P. Monarkha, and S.S. Sokolov, *Fiz. Nizk. Temp.* **35**, 968 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 797 (2009)].
19. В.Е. Сивоконь, *ФНТ* **30**, 509 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 377 (2004)].
20. Ю.П. Монарха, В.Б. Шикин *ФНТ* **9**, 913 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 471 (1983)].
21. M.I. Dykman and Yu.G. Rubo, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4813 (1997).
22. W.F. Viner, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9709 (1999).

The critical field of the dynamic transition
in a two-dimensional electron crystal over liquid
helium

V.E. Syvokon, K.A. Nasyedkin,
and I.V. Sharapova

The dynamic transitions in a two-dimensional Wigner crystal over liquid helium are studied under incomplete screening of the holding potential. It is found that the critical electric field corresponding to the transition depends on the surface electron density and is independent of the holding field. It is assumed that the dynamic transitions are first of all associated with the destruction the spatial order in the system, delocalization of electrons and, as a result the changes in the electron-ripplon interaction.

PACS: **73.40.-c** Electronic transport in interface structures;

67.90.+z Other topics in quantum fluids and solids.

Keywords: Wigner crystal, dynamic transition, two-dimensional system, liquid helium.