

# Исследование спектров электрон-риплонных колебаний и процессов диссипации в двумерном электронном кристалле над жидким гелием

В.Е. Сивоконь

*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 20 ноября 2003 г.

Исследованы резонансные спектры связанных электрон-риплонных колебаний в двумерных электронных кристаллах над жидким гелием с поверхностной плотностью электронов  $n_s$ , равной  $(3,2 - 10,8) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , при прижимающих электрических полях  $E_{\perp} = 300 - 1150 \text{ В/см}$  в интервале температур  $T = 0,08 - 0,4 \text{ К}$ . В результате анализа спектров получены зависимости реальной  $\chi_1$  и мнимой  $\chi_2$  компонент обратной проводимости  $\sigma^{-1}$  кристаллов от  $T$ ,  $n_s$  и  $E_{\perp}$ . Величина  $\chi_2$  находится в хорошем согласии с теоретическими оценками. Анализ зависимостей  $\chi_1$  позволяет предположить, что энергетические потери в электронном кристалле связаны с дефектами его кристаллической структуры.

Досліджено резонансні спектри зв'язаних електрон-риплонних коливань у двовимірних електронних кристалах над рідким гелієм з поверхневою густиною електронів  $n_s$ , рівною  $(3,2 - 10,8) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , при притискаючих електричних полях  $E_{\perp} = 300 - 1150 \text{ В/см}$  в інтервалі температур  $T = 0,08 - 0,4 \text{ К}$ . Внаслідок аналізу спектрів отримано залежності реальної  $\chi_1$  та уявної  $\chi_2$  компонент зворотної провідності  $\sigma^{-1}$  кристалів від  $T$ ,  $n_s$  та  $E_{\perp}$ . Величина  $\chi_2$  добре узгоджується з теоретичними оцінками. Аналіз залежностей  $\chi_1$  дозволяє припустити, що енергетичні втрати у електронному кристалі зв'язані з дефектами його кристалічної структури.

PACS: 73.20.Dx, 67.90.+z

## Введение

В двумерном (2D) электронном слое на поверхности жидкого гелия при определенном соотношении между кинетической и потенциальной энергиями электронов происходит пространственное упорядочение и образуется электронный (вигнеровский) кристалл. В результате кристаллизации электроны локализируются, что приводит к появлению локальных прогибов жидкости (лунок).

Межэлектронное расстояние в кристалле и степень взаимодействия электронов с поверхностью жидкости могут легко варьироваться в достаточно широких пределах при изменении экспериментальных параметров: поверхностной плотности электронов  $n_s$ , температуры  $T$ , прижимающего электрического поля  $E_{\perp}$ , направленного по нормали к поверхности, и ведущего электрического поля  $E_{dr}$ ,

действующего в плоскости электронного слоя. Электронный кристалл на поверхности жидкого гелия представляется перспективной системой для изучения свойств как собственно 2D кристалла, так и поверхности жидкости, что, в частности, показывает изучение плавления 2D кристалла [1,2] и измерение поверхностного натяжения слабых растворов  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  [3].

Кристаллизация в электронном слое над жидким гелием впервые была обнаружена в эксперименте Граймса и Адамса [4] по появлению связанных электрон-риплонных колебаний (СЭРК) — специфических колебаний, в которых фононные моды 2D кристалла связаны с капиллярными модами поверхности жидкости [5].

Частоты резонансов СЭРК могут быть рассчитаны без подгоночных параметров в рамках самосогласованной теории [6], причем результаты расче-

тов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [7]. Положение и ширина СЭРК зависят от величины комплексной проводимости  $\sigma$  электронного слоя.

Проводимость электронного кристалла над жидким гелием — величина, которая содержит информацию как о  $2D$  электронном слое, так и о поверхности жидкости, а также об особенностях взаимодействия между этими двумя подсистемами.

Теоретически проводимость вигнеровского кристалла над жидким гелием исследована в случае однородного [8] и неоднородного ведущего электрического поля в слое [9] в предположении, что основным механизмом энергетических потерь кристалла является затухание капиллярных волн, возбуждаемых кристаллом при движении. Оказалось, однако, что этот механизм не может объяснить экспериментально полученных значений ширины резонансов СЭРК [10], и вопрос о том, какими процессами определяется основной вклад в энергетические потери электронного кристалла при его движении, остается открытым. Существующие экспериментальные сведения относительно потерь в электронном кристалле над жидким гелием немногочисленны и, по-видимому, недостаточны для дальнейшего более подробного теоретического анализа. Поэтому представляются желательными дополнительные и систематические экспериментальные исследования, что является целью настоящей работы. В ней измерена комплексная проводимость электронного кристалла в зависимости от основных величин, определяющих его свойства: температуры, поверхностной плотности электронов и прижимающего электрического поля в условиях, когда ведущее электрическое поле достаточно мало и не влияет или, по крайней мере, слабо влияет на измеряемые величины. Исследования проведены в частотной области, соответствующей возбуждению в экспериментальной ячейке резонансов СЭРК. Следует отметить, что исследования в резонансной области позволяют, кроме измерений проводимости, получить дополнительную информацию о кристалле, поскольку частоты резонансов СЭРК отражают, в частности, структуру электронного кристалла. Заметим, что независимость положения и формы резонансной кривой от амплитуды измерительного сигнала и, тем самым, от величины ведущего поля, дает основания предполагать линейность режима измерений, а изменение резонансного спектра при увеличении амплитуды сигнала свидетельствует о нелинейном режиме, который может быть обусловлен структурными изменениями в кристалле.

## Эксперимент

В настоящей работе использована ячейка с круговой симметрией, представляющая собой плоский конденсатор, образованный пластинами диаметром 2,7 мм и зазором 0,2 мм между ними. Поверхность жидкого гелия располагалась приблизительно посередине зазора, толщина слоя гелия в различных экспериментах составляла 0,9–1,3 мм. Поверхность жидкости заряжали при температуре  $T \sim 1,3\text{--}1,5$  К при кратковременном поджиге вольфрамовой нити, находящейся вне зазора конденсатора. Вылетающие из нити электроны термализовались на атомах пара и удерживались у поверхности гелия с помощью подаваемого на нижний электрод положительного потенциала 60–230 В. Нижний электрод был разделен на три равных сектора, независимо связанных с источником напряжения. Такая конструкция служила для юстировки установки с целью получения одинаковой высоты жидкого гелия относительно нижнего электрода и, тем самым, однородности прижимающего электрического поля. Горизонтальность ячейки контролировали при измерении пробивного напряжения на каждом из секторов. В результате юстировки толщина слоя жидкости была одинаковой вдоль нижнего электрода с погрешностью 20 мкм, что позволяло обеспечивать высокую однородность прижимающего электрического поля и поверхностной плотности электронов. Для формирования профиля электронного пятна служило охранное кольцо, на которое подавался отрицательный потенциал. Для определения поверхностной плотности электронов  $n_s$  измеряли температуру кристаллизации, пропорциональную  $n_s$ . В большинстве экспериментов электронную плотность регистрировали также в конце серии измерений для того, чтобы проверить, не было ли неконтролируемой потери электронов в процессе измерений.

Верхняя пластина конденсатора состояла из системы кольцевых измерительных электродов. На внешний электрод подавали входной сигнал — переменное напряжение необходимой частоты, с внутреннего снимали сигнал-отклик, пропорциональный току, наводимому в этом электроде.

Связь между выходным током  $J$  и входным напряжением с амплитудой  $V_0$  и частотой  $\omega$ :

$$J = (G_1 + i\omega G_2)V_0 \exp(i\omega t), \quad (1)$$

при известной геометрии ячейки зависит от проводимости электронного слоя  $\sigma$ , функциями которой являются коэффициенты  $G_1$  и  $G_2$ . Эти функции, установленные в результате решения уравнений Максвелла, имеют вид [11]:

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

$$G_2 = n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{m \omega_{\beta n}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2}{(m \omega_{\beta n}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega \chi_1)^2} + g_0. \quad (3)$$

Здесь  $m$  — масса электрона, величины  $\chi_1$  и  $\chi_2$  — реальная и мнимая части обратной проводимости двумерной электронной системы:  $\chi_1 = \text{Re } \sigma^{-1}$ ;  $\chi_2 = \text{Im } \sigma^{-1}$ ,  $\omega_{\beta n}^2 = 4\pi n_s e^2 F_n / m$ , а коэффициенты  $A_n$ ,  $g_0$  и  $F_n$  зависят от формы и размеров экспериментальной ячейки.

В эксперименте в некотором интервале частот измеряли две линейно независимые компоненты выходного тока, амплитуду и фазу, и, тем самым, определяли  $G_1$  и  $G_2$ . Компоненты проводимости электронного слоя являлись решениями системы уравнений (2), (3). В принципе, для определения проводимости достаточно измерить две компоненты отклика на одной частоте. Выбор этой частоты во многом определяется экспериментальными условиями и возможностями. Для того чтобы обеспечить линейный режим измерений необходимо использовать входной сигнал с минимальной амплитудой, но при этом на измерениях существенным образом сказывается отношение сигнал-шум, а также возрастает влияние систематических погрешностей, обусловленных модельным описанием измерительной линии и входных цепей измерительных приборов.

Характерной особенностью настоящей работы является то, что измерения проводимости проведены в частотной области, в которой в экспериментальной ячейке возбуждаются резонансы связанных электрон-риплонных колебаний. При этом проводимость электронного кристалла может быть определена двояким образом: либо как результат измерения фазы и амплитуды входного тока при любой фиксированной частоте, либо как результат измерения частотной зависимости амплитуды входного тока в области резонанса и определения положения и ширины резонансной кривой. При определении проводимости по амплитуде и фазе выходного тока при фиксированной частоте целесообразно использовать измерения на резонансной частоте, поскольку при этом отношение сигнал-шум максимально, а влияние погрешностей измерений, в том числе и систематических, минимально. При этом, однако, следует иметь в виду, что эффективное электрическое поле в плоскости электронного слоя в резонансных условиях может быть выше, чем в нерезонансных, при одной и той же величине амплитуды входного сигнала, что может приводить к появлению нелинейных эффектов.

При исследованиях в резонансной области нужно прежде всего установить, какие резонансные колебания возможны в исследуемой системе. Изменение плотности заряда в электронном слое может быть определено в результате решения уравнения Лапласа для двумерного проводящего слоя при учете геометрии ячейки и соответствующих граничных условий. В случае круговой геометрии возмущение плотности, связанное с плазменным резонансом в слое однородной плотности, находящимся между бесконечно протяженными электродами, имеет вид [12]

$$\delta\rho \sim J_m(kr) \exp(im\varphi), \quad (4)$$

где  $r$  и  $\varphi$  — полярные координаты,  $J_m(x)$  — функция Бесселя порядка  $m$ . Возможные резонансные моды могут быть описаны числами  $m$  и  $n$ , где  $n$  нумерует последовательно возрастающие значения  $k_1, \dots, k_n$  из допускаемых граничными условиями.

Уравнение для  $k$  имеет вид

$$mJ_m(kR) - kRJ_{m+1}(kR) = 0, \quad (5)$$

$R$  — радиус электронного слоя. В случае осесимметричных колебаний ( $m = 0$ ) это уравнение переходит в  $J_1(kR) = 0$ , а число  $n$  при этом просто нумерует нули функции Бесселя первого порядка.

В настоящей работе для определения проводимости измеряли амплитуду и фазу вблизи основной моды (0,1) связанных электрон-риплонных колебаний. Амплитуда входного сигнала во всех измерениях составляла 1 мВ. Резонансы (0,1) для кристалла с плотностью, соответствующей условию полной экранировки прижимающего поля, исследовали также при фиксированной низкой температуре 83 мК при амплитудах  $V_0$ , равных 0,3, 0,5 и 2 мВ. Обнаружено, что положение и относительная амплитуда резонанса (0,1) не изменяются в пределах погрешности эксперимента при этих амплитудах входного сигнала, однако при  $V_0 = 2$  мВ отчетливо замечен сдвиг частоты и изменение относительной амплитуды резонанса. Поэтому амплитуда входного напряжения  $V_0 = 1$  мВ, при которой проведены измерения в настоящей работе, по-видимому, соответствует границе области линейности (области независимости проводимости от амплитуды возбуждающего сигнала или, иными словами, от величины ведущего поля).

Действительная и мнимая компоненты проводимости электронного кристалла определяются в результате решения системы уравнений (2), (3) относительно  $\chi_1$  и  $\chi_2$ . При расчете использовано 40 слагаемых в каждом из рядов в правых частях уравнений, что значительно больше количества слагаемых, существенно влияющих на решение. Довольно быстрая сходимость рядов при параметрах, соответ-

ствующих экспериментальным условиям, позволяет резко упростить систему уравнений в случае, когда измерения проведены при резонансной частоте. Уравнения (2) и (3) получены при условии круговой симметрии в системе и учитывают только резонансные особенности (0, n). Из уравнения (2) видно, что первый член в сумме (n = 1) резонансно велик при

$$m\omega_{\beta 1}^2 - n_s e^2 \omega \chi_2 = 0, \quad (6)$$

что соответствует возбуждению резонанса (0,1). Поэтому при проведении измерений непосредственно вблизи максимума амплитуды выходного тока можно ограничиться первым членом суммы. Величины  $G_1$  и  $G_2$  определяются в эксперименте по измеренным значениям амплитуды и фазы выходного тока с учетом характеристик измерительной линии. При учете только первого члена суммы из уравнения (1) немедленно следует  $\chi_1 = A_1 / G_1$ , а  $\chi_2$  легко определяется из условия (6).

Расчеты проведены как с использованием этих приближенных формул, так и при учете достаточно большого числа (40) слагаемых в уравнениях (2) и (3). Значения компонент проводимости электронного кристалла, рассчитанные обоими способами, приводятся на графиках параллельно и, как будет видно ниже, хорошо согласуются между собой.

Как было отмечено выше, теоретически проводимость электронного кристалла над жидким гелием рассматривалась в [8] в предположении, что основным механизмом потерь является затухание капиллярных волн, возбуждаемых кристаллом при движении. Была рассчитана функция  $Z_1$  отклика электронного кристалла на переменное ведущее поле с частотой  $\omega$ . Компоненты  $Z_1$  имеют вид

$$\text{Re } Z_1 = \sum_{l=1}^{\infty} C_l \frac{\omega_l^2 (\omega^2 - \omega_l^2 + 4\gamma_l^2)}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + 4\omega^2 \gamma_l^2} - 1, \quad (7)$$

$$\text{Im } Z_1 = \sum_{l=1}^{\infty} C_l \frac{2\gamma_l}{\omega} \frac{\omega_l^4}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + 4\omega^2 \gamma_l^2}, \quad (8)$$

где  $C_l$  — коэффициент, характеризующий интенсивность электрон-риплонного взаимодействия,  $\omega_l$  и  $\gamma_l$  — соответственно частоты и коэффициенты затухания капиллярных волн, волновые векторы которых совпадают с обратными векторами кристаллической решетки электронного кристалла. Коэффициент  $C_l$  можно выразить в виде [6]

$$C_l = \frac{3n_s V_l^2}{\alpha m \omega_l^2} \exp(-k_l \langle u_f^2 \rangle / 2), \quad (9)$$

где величина  $V_l$  в пределе сильных прижимающих полей  $E_{\perp}$  пропорциональна полю:  $V_l \propto eE_{\perp}$ ,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $k_l$  — волновой вектор, соответствующий частоте  $\omega_l$ ,  $\langle u_f^2 \rangle$  — среднеквадратичные смещения электронов в узлах кристаллической решетки. Эффективная подвижность электронов выражается через функцию отклика  $Z_1$ :

$$\mu = \frac{e}{m\omega} \frac{\text{Im } Z_1}{|Z_1|^2}. \quad (10)$$

В работе [8] отмечается возможность и других, помимо затухания капиллярных волн, механизмов торможения кристалла, обусловленных столкновениями с уже имеющимися поверхностными возбуждениями или атомами пара. Учет таких механизмов приводит к добавлению к правой части выражения для  $Z_1$  слагаемого  $v/\omega$ , где  $v$  — некоторая характерная частота, соответствующая этим механизмам диссипации, выражение же для подвижности (10) сохранит свой вид.

Расчитанные в теории [8] компоненты функции отклика  $Z_1$  связаны с экспериментально определяемыми компонентами обратной проводимости электронного кристалла  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соотношениями

$$\chi_1 = \frac{m\omega}{ne^2} \text{Im } Z_1, \quad \chi_2 = -\frac{m\omega}{ne^2} \text{Re } Z_1. \quad (11)$$

Таким образом, можно провести сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями теории без подгоночных параметров. Эксперименты проведены в условиях, при которых наблюдаются резонансы СЭРК, отвечающих связыванию фононных мод кристалла с самой низкочастотной капиллярной модой  $\omega_1$ .

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 изображены сглаженные частотные зависимости амплитуды отклика на возбуждение в области существования связанного электрон-риплонного резонанса (0,1) при различных температурах; кривые разнесены по вертикали на величину 0,001, за исключением самых нижних (соответствующих самым высоким температурам), положение которых не изменялось и соответствует шкалам осей ординат. Рисунок 1,а относится к так называемому насыщенному случаю, когда электронный слой полностью экранирует прижимающее электрическое поле, а рис. 1,б — к случаю неполной экранировки. Поверхностная плотность электронов  $n_s$  в обоих случаях составляла  $6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Температура вигнеровской кристаллизации электронного слоя с такой поверхностной плотностью равна 0,58 К.

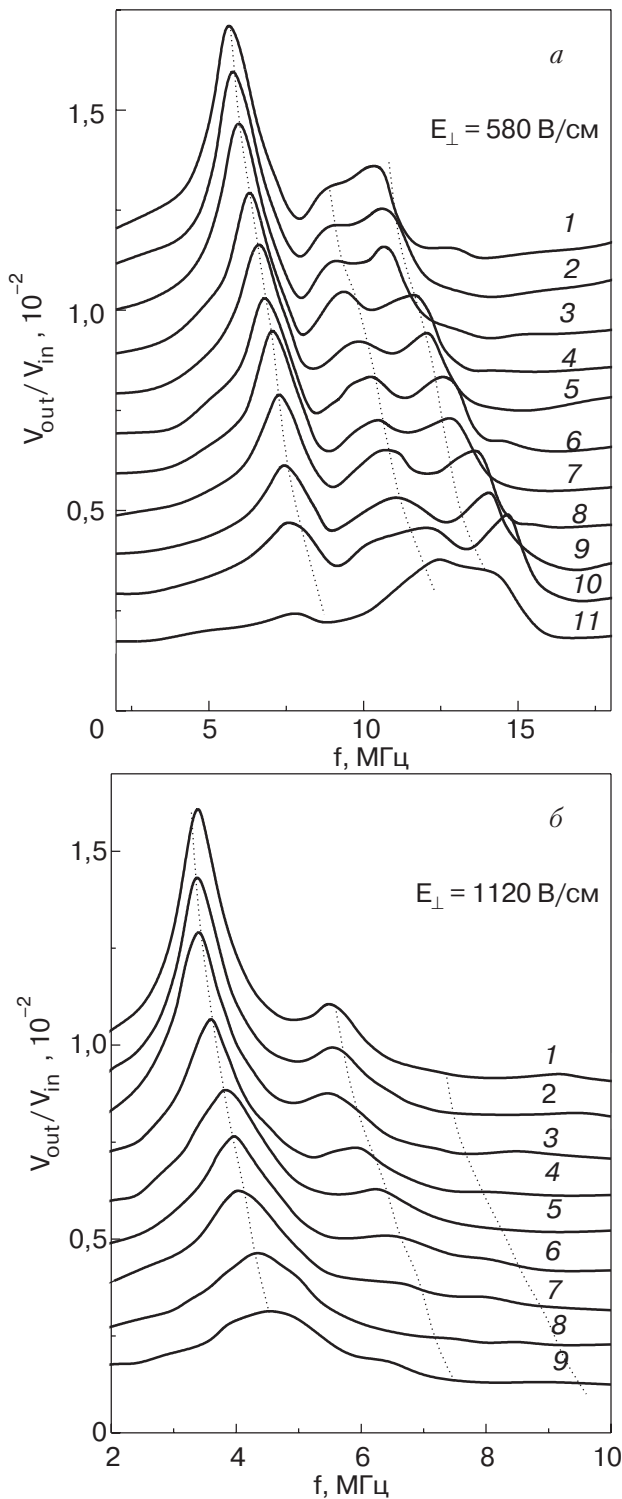


Рис. 1. Резонансные спектры СЭРК 2D электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при различных прижимающих полях  $E_{\perp}$  и температурах  $T$ , мК: 81 (1), 90 (2), 101 (3), 131 (4), 163 (5), 194 (6), 221 (7), 254 (8), 299 (9), 356 (10), 400 (11) (a); 82 (1), 92 (2), 102 (3), 130 (4), 163 (5), 194 (6), 256 (7), 293 (8), 359 (9) (б). Кривые, за исключением нижних, разнесены по вертикали на 0,001. Пунктирные линии — результат расчета частот резонансных мод (0,1), (0,2) и (0,3) в рамках теории [6].

Резонансные особенности отчетливо видны на обеих сериях зависимостей на рис. 1. На всех кривых наиболее отчетливо выражены резонансные пики при относительно низких частотах. Эти пики могут быть интерпретированы как следствие возбуждения моды (0,1) связанных электрон-риплонных колебаний. Хорошо видно, что по мере увеличения температуры частоты этих резонансов увеличиваются, а их относительные амплитуды уменьшаются. Наблюдаются и другие, кроме (0,1), резонансные особенности, частоты которых также увеличиваются с ростом температуры. Амплитуды резонансов (0,1), непосредственно отражающие, как было показано выше, энергетические потери электронного кристалла, уменьшаются по мере приближения температуры к температуре плавления кристалла, как хорошо видно на рис. 2. Рисунок 2 отражает результаты различных экспериментов, в которых измерительные линии несколько отличались, поэтому для сопоставления измеренные амплитуды  $A_{\text{res}}$  поделены на коэффициенты усиления соответствующих предусилителей  $K_{\text{amplif}}$ . На рис. 2 приведены данные для электронных кристаллов, поверхностные плотности  $n_s$  которых немного отличались и составляли  $5,8 \cdot 10^8$  и  $6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Стрелками показаны температуры плавления  $T_{\text{melt}}$  этих кристаллов; боль-

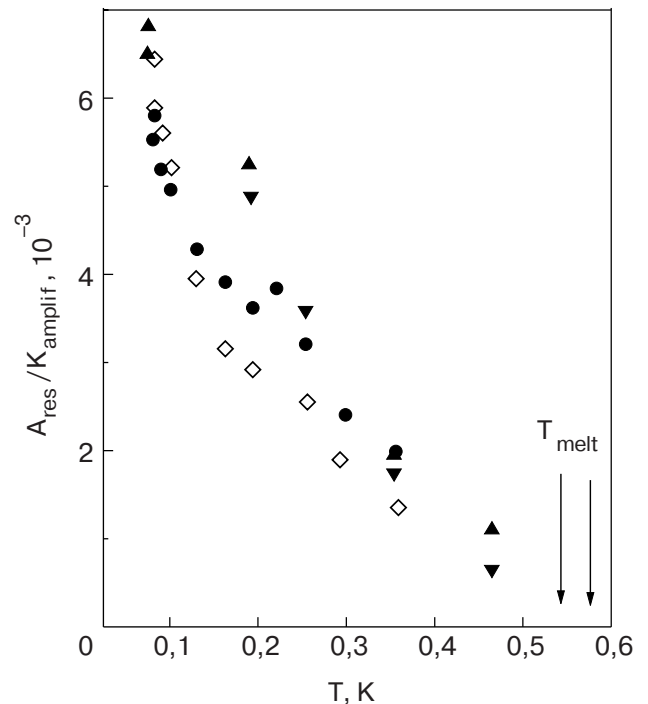


Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды резонанса (0,1) СЭРК для кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 580 \text{ В/см}$  (●) и  $1120 \text{ В/см}$  (◇) и кристаллов с  $n_s = 5,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (▲) и  $n_s = 5,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (▼) при  $E_{\perp} = 510 \text{ В/см}$ . Стрелками показаны температуры плавления кристаллов, левая соответствует кристаллу с  $n_s = 5,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , правая — с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

шей плотности соответствует более высокая температура плавления. Как видно на рисунке, по мере приближения температуры к  $T_{\text{melt}}$  амплитуда моды (0,1) стремится к нулю примерно по линейному закону, причем такой характер зависимости начинает проявляться уже при температурах  $\sim 0,2$  К, т.е. значительно ниже температуры плавления.

Наличие единой зависимости амплитуды резонанса в широкой области температур и совпадение с  $T_{\text{melt}}$  температуры, получающейся в результате экстраполяции этой зависимости к нулевому значению амплитуды, может указывать на то, что механизмы, обуславливающие, с одной стороны, энергетические потери кристалла, а с другой, его плавление, имеют общую природу. Поскольку плавление электронного кристалла, как было показано в [1], происходит по механизму Костерлица—Таулесса [13], т.е. имеет дислокационную природу, естественно ожидать, что дислокации в вигнеровском кристалле могут играть существенную роль и в его энергетических потерях.

Резонансные зависимости амплитуды (рис. 1) с соответствующими зависимостями сдвига фазы измерительного сигнала использованы для определения компонент обратной проводимости электронного слоя  $\chi_1$  и  $\chi_2$ . Обработку экспериментальных данных проводили двумя способами: по амплитуде и сдвигу фазы в точке резонанса (0,1) и по амплитуде  $A \sim 1/\chi_1$  при упрощенном расчете. Полученные значения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  при различных температурах относятся, вообще говоря, к разным частотам, и, если не предполагать отсутствия частотной зависимости проводимости, то построение температурных зависимостей  $\chi_1$  и  $\chi_2$  не совсем корректно, поскольку разным температурам соответствуют различные экспериментальные условия. Однако анализ функции отклика  $Z_1$  в теории [8] показывает, что при низких частотах  $\omega \ll \omega_1$  (что выполняется в настоящем эксперименте) достаточно хорошим приближением является  $\chi_2/\omega \sim \text{Re } Z_1 \sim C_1$  и  $\chi_1 \sim \gamma + \nu$ , т.е. зависимостью величин  $\chi_1$  и  $\chi_2/\omega$  от частоты можно пренебречь, и используемая процедура обработки данных вполне допустима.

На рис. 3 экспериментально полученные температурные зависимости  $\chi_2/\omega$  для электронного кристалла с плотностью  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при значениях прижимающего поля  $E_{\perp} = 1120 \text{ В/см}$  и  $E_{\perp} = 580 \text{ В/см}$  (это поле полностью экранируется электронным слоем) сравниваются с результатами расчета в рамках теории [8]. Экспериментальные данные представлены парами точек, обозначенных разными символами, соответствующими различным обработкам (полной и упрощенной) одних и тех же данных, а сплошные линии — теоретические

оценки. Пунктирная кривая — расчет при условии, что коэффициент поверхностного натяжения жидкости соответствует чистому  $^4\text{He}$ . Теоретические значения  $\chi_2/\omega$  при  $T > 0,2$  К примерно на 10% меньше экспериментальных. Это очень хорошее согласие, особенно если учесть, что при расчете не используются никакие подгоночные параметры. Причина небольших отличий между теорией и экспериментом может быть связана как с экспериментальными погрешностями, так и с приближениями теории.

При температурах  $T < 0,2$  К различие между теорией и экспериментом возрастает, что связано с влиянием естественной примеси  $^3\text{He}$ , которая при достаточно низких температурах приводит к заметному понижению поверхностного натяжения жидкости. Сплошные линии на рис. 3 — результат теоретических оценок, в которых используется коэффициент поверхностного натяжения, соответствующий раствору  $^3\text{He}-^4\text{He}$  с атомной концентрацией  $^3\text{He}$ , равной  $5,5 \cdot 10^{-7}$ . В известном смысле концентрацию  $5,5 \cdot 10^{-7}$  можно рассматривать как подгоночный параметр, поскольку независимо кон-

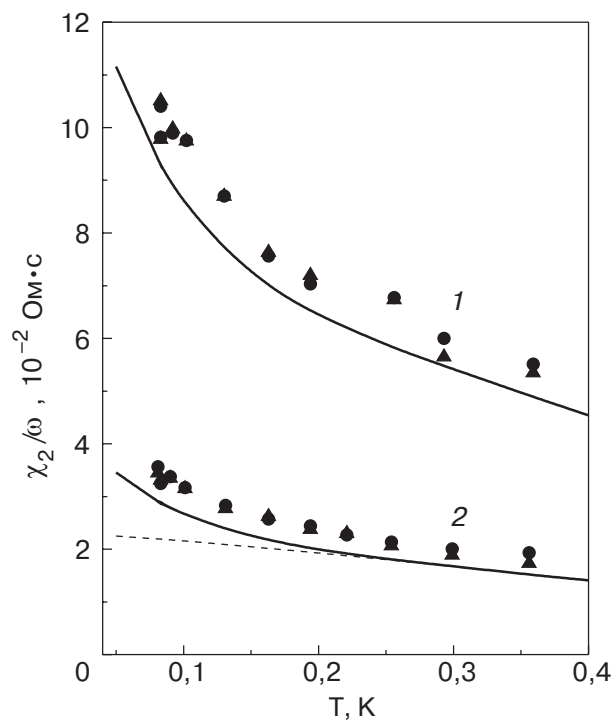


Рис. 3. Температурная зависимость мнимой части обратной проводимости электронного кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при прижимающих полях  $E_{\perp} = 1120 \text{ В/см}$  (1) и  $E_{\perp} = 580 \text{ В/см}$  (2). (●) — результат решения системы уравнений (2), (3), (▲) — результат упрощенного расчета. Сплошные линии — оценки в рамках теории [8] при учете примеси  $^3\text{He}$  с концентрацией  $5,5 \cdot 10^{-7}$ , пунктирная линия — расчет для чистого  $^4\text{He}$ .

центрация примеси  $^3\text{He}$  в используемом  $^4\text{He}$  не измерялась. Однако следует отметить, что такое содержание  $^3\text{He}$  в природном  $^4\text{He}$  лежит в интервале типичных концентраций. При учете примеси  $^3\text{He}$  расхождение между теорией и экспериментом при низких температурах ( $\sim 0,1$  К), где влияние примеси существенно, становится таким же, как и при  $T > 0,2$  К, где наличие  $^3\text{He}$  практически не влияет на результат измерений.

Хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений  $\chi_2/\omega$  свидетельствует о том, что самосогласованная теория [6] оказывается весьма успешной при вычислении коэффициента электрон-риплонного взаимодействия, по меньшей мере в области параметров, соответствующих настоящему эксперименту. Используя результаты [6], можно определить частоты связанных электрон-риплонных резонансов. При учете связывания лишь с самой низколежащей капиллярной модой  $\omega_1$  частоты связанных колебаний имеют вид:

$$\omega_{\text{res},p}^2 = \frac{\omega_1^2 \omega_p^2(k)}{C_1 \omega_1^2 + \omega_p^2(k)}, \quad (12)$$

где  $\omega_p(k)$  — колебательный спектр вигнеровского кристалла над идеально плоской поверхностью. Расчет следуемых из теории резонансных частот позволяет понять, каким модам соответствуют особенности на рис. 1. Результаты расчета показаны на этом рисунке пунктирными линиями. При расчете использованы поправочные множители для учета имеющегося расхождения между теорией и экспериментом. Эти множители составили 1,09 для данных на рис. 1,а и 1,05 для данных на рис. 1,б. Хорошо видно, что резонансные особенности на рис. 1,а могут быть интерпретированы как моды (0,1), (0,2) и (0,3), а на рис. 1,б — как (0,1) и (0,2). Мода (0,3) на рис. 1,б практически не заметна. Кроме того, на рис. 1,б амплитуда моды (0,1) во всем интервале температур значительно выше амплитуды моды (0,2), в то время как на рис. 1,а при повышении температуры амплитуды мод (0,2) и даже (0,3), которая вообще не видна на рис. 1,б, сравниваются с амплитудой основной моды (0,1) и даже превосходят ее. Такое поведение может быть следствием нелинейных эффектов, которые тем легче проявляются, чем ближе температура электронного кристалла к температуре его плавления.

Реальная часть обратной проводимости  $\chi_1$ , характеризующая энергетические потери кристалла, приведена на рис. 4 для тех же (рис. 1) экспериментальных условий. Величина  $\chi_1$  выше для большего значения  $E_{\perp}$  и растет с увеличением температуры. Линия 3 на рис. 4 — зависимость  $\chi_1(T)$ , пересчитан-

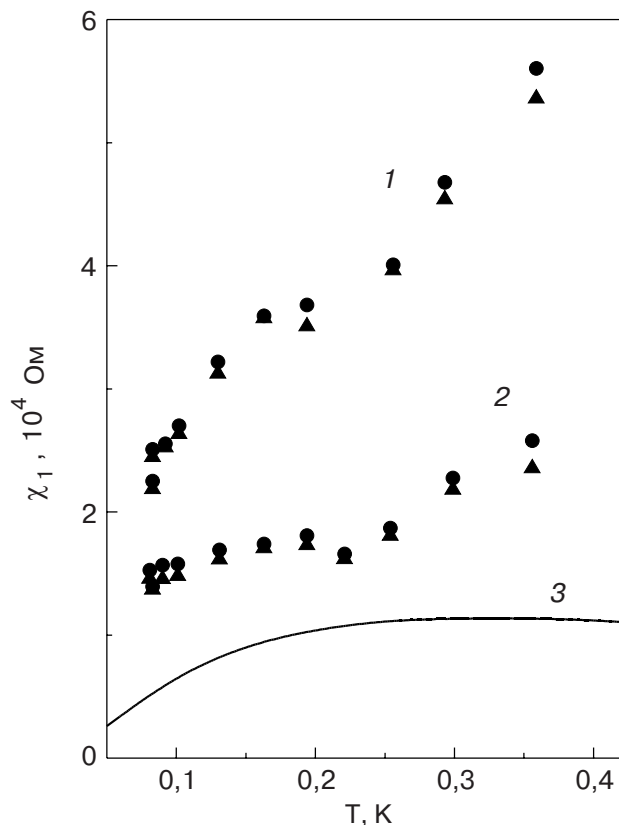


Рис. 4. Температурная зависимость реальной части обратной проводимости электронного кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при прижимающих полях 1120 В/см (1) и 580 В/см (2). Линия (3) — результат пересчета экспериментальных данных для кристалла с  $n_s = 5,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 540 \text{ В/см}$  [14].

ная по формуле  $\chi_1 = (ne\mu)^{-1}$  из экспериментальных данных [14] для кристалла с близкими параметрами ( $n_s = 5,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ,  $E_{\perp} = 540 \text{ В/см}$ ). Как видно, значения  $\chi_1$ , полученные из данных работы [14], оказываются примерно в два раза меньше, чем значения, измеренные в настоящей работе. По-видимому, это частично обусловлено несовпадением экспериментальных условий, но следует отметить и качественное различие. Если при температурах  $T < 0,2$  К зависимости  $\chi_1(T)$  в обеих работах подобны, то при  $T > 0,2$  К величина  $\chi_1$ , полученная нами, растет с увеличением температуры, в отличие от результатов работы [14], где никакой зависимости  $\chi_1$  от температуры не наблюдается. Это различие обусловлено, по-видимому, влиянием измерительного сигнала. В работе [14] измерения проводили на частотах 0,75 и 1 МГц при амплитуде измерительного сигнала 1,25 мВ, в настоящей работе аналогичные измерения проведены на частотах 3–4 МГц при амплитуде сигнала 1 мВ. Грубая оценка показывает, что ведущее поле при измерениях в [14] было в 2,5–4 раза меньше, чем в настоящей ра-

боте, и наблюдаемый рост  $\chi_1$  при  $T > 0,2$  К может быть связан с нелинейными эффектами.

Приведенные выше графики отражают не только температурную зависимость проводимости, но и ее зависимость от прижимающего поля. Прижимающее поле существенно влияет на электрон-риплонное взаимодействие ( $C_1 \sim E_{\perp}^2$ ) и, тем самым, на все свойства кристалла.

На рис. 5,а представлены резонансные спектры электрон-риплонных колебаний 2D вигнеровского кристалла с поверхностной плотностью  $6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , определенные при температуре 83 мК при различных прижимающих полях. По оси ординат отложена амплитуда создаваемого током  $J$  напряжения на входном сопротивлении предусилителя измерительной линии. Величина измерительного сигнала составляла 1 мВ и, как было отмечено выше, явилась компромиссом, призванным обеспечить приемлемое отношение сигнал—шум при по возможности минимальном влиянии на результаты измерений.

На рис. 5,а резонансные особенности представляют собой отчетливо выраженные максимумы амплитуды при низких частотах и менее выраженные максимумы при более высоких частотах. Наиболее выраженные максимумы амплитуды в низкочастотной области соответствуют резонансной моде (0,1). Их положение находится в хорошем согласии с теоретическими оценками (уравнение (1)). Другие особенности можно интерпретировать как возбуждение мод (0,2) и (0,3). Они тем менее выражены, чем больше прижимающее поле (на кривой 1, соответствующей максимальному прижимающему полю, мода (0,3) вообще не видна). При уменьшении прижимающего поля резонансы (0,2) и (0,3) сдвигаются в область меньших частот по сравнению с теоретическими оценками, а их амплитуды возрастают. Наблюдается качественное изменение спектра СЭРК с изменением прижимающего поля, похожее на то, что наблюдалось при изменении температуры (рис. 1,а). Изменение спектра тем более заметно, чем меньше прижимающее поле.

Особенно отчетливо это видно на рис. 5,б, где представлены резонансные спектры связанных электрон-риплонных колебаний для кристалла с  $n_s = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . При малом прижимающем поле  $E_{\perp} = 300 \text{ В/см}$  (кривая 3), когда имеется полная экранировка прижимающего потенциала, резонансные особенности выражены нечетливо, выделить отдельные резонансы практически невозможно. Но уже в случае прижимающего поля  $E_{\perp} = 570 \text{ В/см}$  (кривая 2) частоты наблюдаемых резонансов (0,1) и (0,2) хорошо согласуются с теоретическими оценками, то же наблюдается и при  $E_{\perp} = 1150 \text{ В/см}$

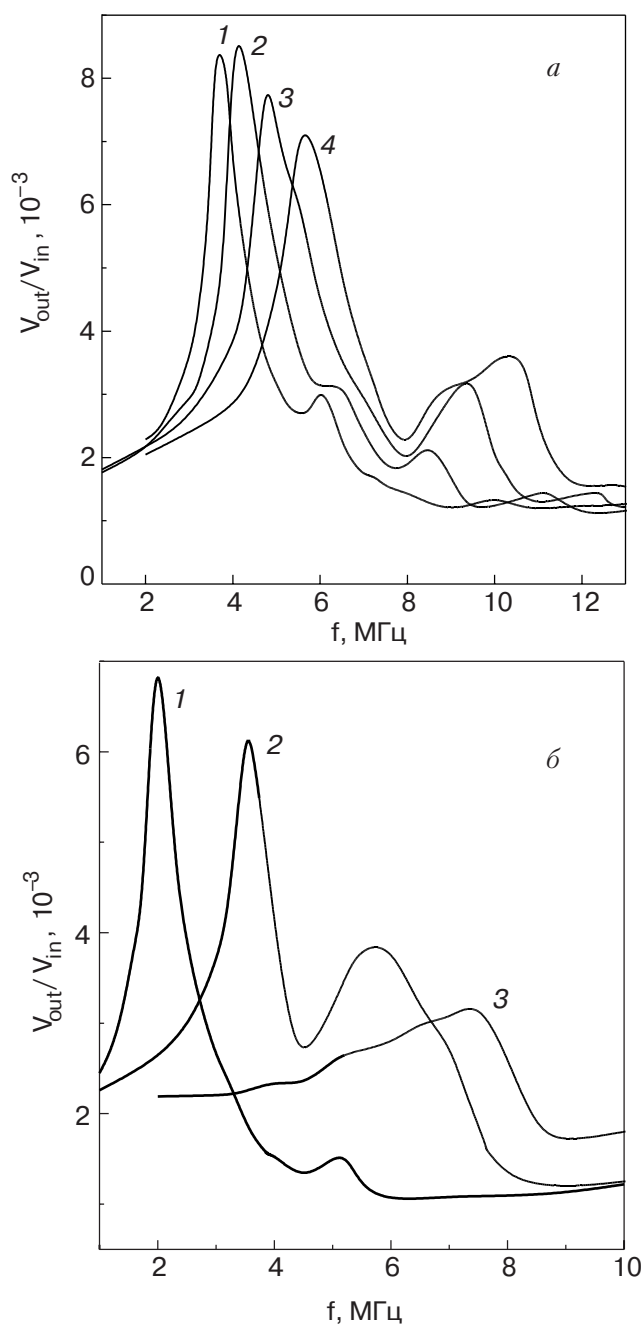


Рис. 5. Резонансные спектры СЭРК для кристаллов с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (а) и  $n_s = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (б) при температуре  $T = 83$  мК при различных прижимающих полях  $E_{\perp}$ , В/см: 1000 (1), 850 (2), 705 (3), 590 (4) (а); 1150 (1), 570 (2), 300 (3) (б).

(кривая 1), причем в этом случае амплитуда моды (0,2) существенно меньше амплитуды (0,1). Весьма вероятно, что столь невыразительная резонансная картина при  $E_{\perp} = 300 \text{ В/см}$  может быть связана с нелинейным влиянием измерительного сигнала, приводящим к нарушениям структуры электронного кристалла; вследствие емкостной связи электронного слоя с измерительными электродами электри-



ческое поле, возбуждаемое измерительным сигналом в плоскости электронного слоя, пропорционально частоте, так что вероятность нелинейных эффектов с ростом частоты возрастает. Однако нельзя исключить и того, что причина наблюдаемых особенностей спектра может быть связана с особенностями частотной зависимости проводимости.

Компоненты обратной проводимости 2D кристалла  $\chi_1$  и  $\chi_2$ , вычисленные по измерениям амплитуды и фазы на резонансной частоте, приведены на рис. 6.

На рис. 6,а определенные в эксперименте значения  $\chi_2/\omega$  для 2D электронных кристаллов с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8$  и  $3,2 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> (точки) сравниваются с рассчитанными в рамках [8] значениями (сплошные линии). Согласие теории и эксперимента, как видно, хорошее. Следует еще раз отметить, что в эксперименте использовался гелий технической чистоты и в расчете коэффициент поверхностного натяжения полагался соответствующим раствору <sup>3</sup>He – <sup>4</sup>He с атомной концентрацией <sup>3</sup>He, равной  $5,5 \cdot 10^{-7}$ . Как видно на рис. 3, различие между экспериментальными и теоретическими данными по  $\chi_2/\omega$  в температурной области  $T > 0,2$  К, где коэффициент поверхностного натяжения <sup>4</sup>He природной чистоты практически не отличается от коэффициента поверхностного натяжения изотопически чистого <sup>4</sup>He, составляет около 10%. Поэтому и о согласии между теорией и экспериментом для данных на рис. 6,а можно говорить приблизительно с такой точностью.

В области достаточно низких частот величины  $\chi_2/\omega$  оказываются пропорциональными коэффициенту электрон-риплонного взаимодействия  $C_1$ , этому же коэффициенту при низких частотах пропорциональна и эффективная масса электронов в кристалле  $m_{\text{eff}}$ , т.е.  $m_{\text{eff}}$  в этом случае характеризует мнимую часть проводимости кристалла. Эффективная масса электронного кристалла с поверхностной плотностью  $6,3 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> измерена в работе [15], однако полученные значения оказались заметно завышенными по сравнению с расчетными в рамках самосогласованной теории [8], которая, как было отмечено выше, приводит к хорошему количественному согласию с экспериментальными данными настоящей работы.

На рис. 6,б показана зависимость реальной части обратной проводимости  $\chi_1$  от прижимающего поля для кристаллов с поверхностной плотностью  $3,2 \cdot 10^8$  и  $6,4 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>. Пунктирные линии носят условный характер и проведены для удобства. Рисунок иллюстрирует возрастание реальной части обратной проводимости электронного кристалла с ростом прижимающего поля, причем зависимости для кристаллов с различной поверхностной плотностью различны.

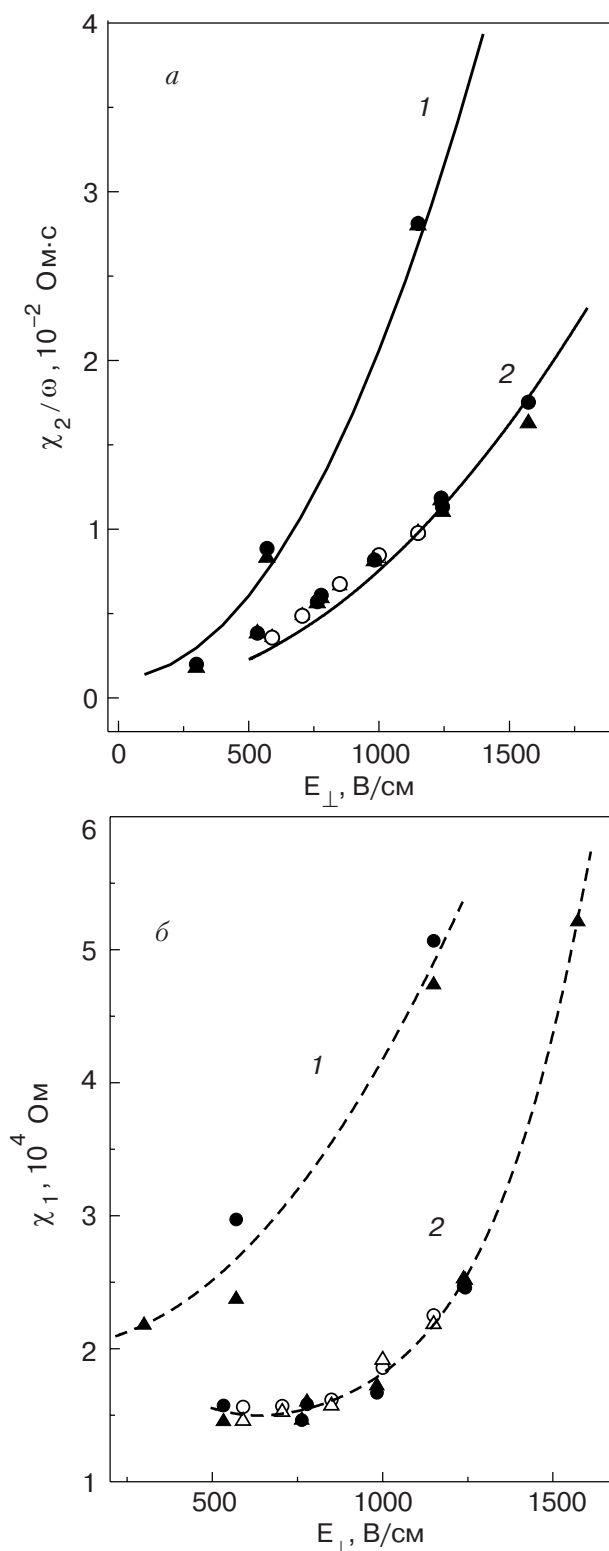


Рис. 6. Зависимости мнимой (а) и реальной (б) частей обратной проводимости электронных кристаллов с  $n_s = 3,2 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> (1) и  $n_s = 6,4 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> (2) от прижимающего поля при температуре  $T = 83$  мК. Черные и светлые символы соответствуют различным сериям измерений. Сплошные линии — теоретические оценки в рамках [8]. Пунктирные линии имеют вспомогательный характер.

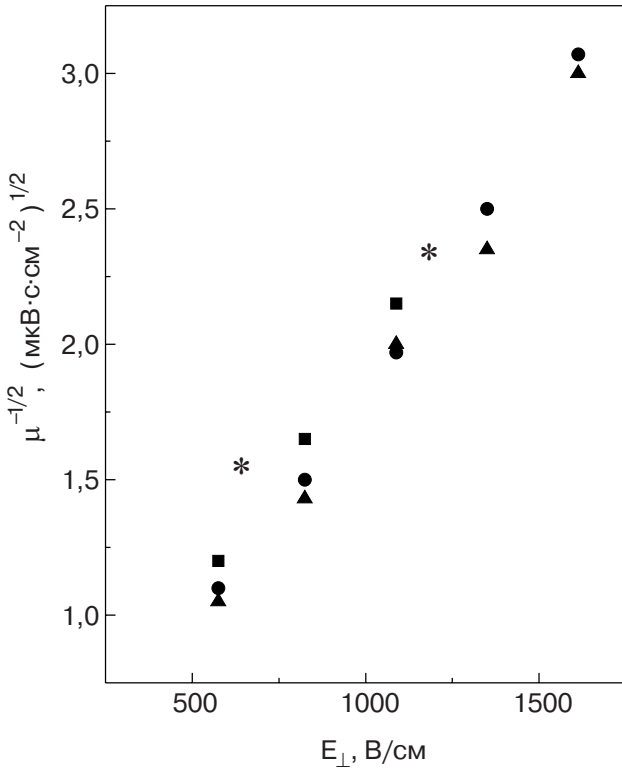


Рис. 7. Сравнение подвижности электронов в кристалле с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 0,36 \text{ К}$  (\*) с результатами работы [15], полученными при близких условиях:  $n_s = 6,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  и  $T = 0,42 \text{ К}$  при различных частотах.

Полученные в настоящей работе значения потерь электронного кристалла хорошо согласуются с результатами работы [15], что иллюстрирует рис. 7, где представлена зависимость величины  $\mu^{-1/2}$  от прижимающего поля ( $\mu$  — подвижность,  $\mu = (ne\chi_1)^{-1}$ ). Несмотря на некоторое различие температур, при которых были проведены измерения, видно, что наблюдается достаточно хорошее количественное согласие между экспериментальными данными, полученными в настоящей работе (звездочки), и данными работы [15].

Еще один важный параметр, влияющий на свойства 2D вигнеровского кристалла, — поверхностная плотность электронов. На рис. 8 приведены спектры связанных электрон-риплонных колебаний, измеренных при низкой фиксированной температуре  $T = 83 \text{ мК}$ , фиксированном прижимающем поле  $E_{\perp} = 1150 \text{ В/см}$  для 2D электронных кристаллов с различной поверхностной плотностью  $3,2 \cdot 10^8 - 10,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . На спектрах хорошо выражена мода (0,1) и видна также мода (0,2), амплитуда которой на всех кривых значительно меньше амплитуды (0,1). Мода (0,3), в отличие от рис. 1, а, вообще не видна. Спектры, соответствующие кристаллам с различными  $n_s$ , качественно подобны, а смещение положений амплитудного максимума

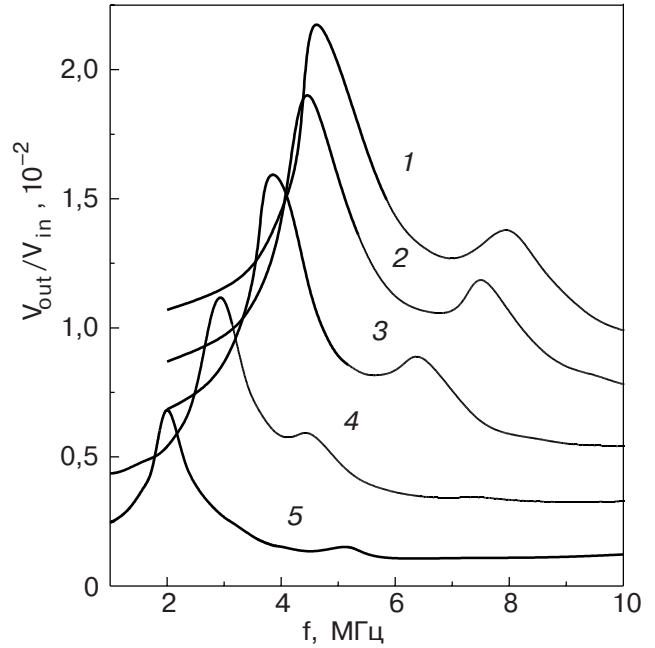


Рис. 8. Резонансные спектры СЭРК для кристаллов с различными  $n_s$ ,  $10^8 \text{ см}^{-2}$ : 3,2 (1), 5,2 (2), 7,6 (3), 9,2 (4), 10,8 (5) при температуре  $T = 83 \text{ мК}$  и прижимающем поле  $E_{\perp} = 1150 \text{ В/см}$ .

(0,1) при изменении  $n_s$  хорошо описывается в рамках самосогласованной теории [6].

Хорошее согласие с теорией [8] демонстрирует и рис. 9, а. На нем приведена зависимость от  $n_s$  величины  $\chi_2/\omega$ , где точки — экспериментальные данные, рассчитанные по измерениям при частотах, соответствующих максимумам амплитуды, а линия — результат теоретической оценки.

Зависимость реальной части обратной проводимости от  $n_s$  приведена на рис. 9, б. С увеличением  $n_s$  при фиксированных  $T$  и  $E_{\perp}$  величина  $\chi_1$  резко уменьшается. Таким образом, энергетические потери в вигнеровском кристалле, определяющие величину  $\chi_1$ , заметным образом зависят от прижимающего поля, температуры и поверхностной плотности электронов. Абсолютные значения потерь можно сравнить со значениями, следующими из предположения, что основной механизм потерь — затухание капиллярных волн. Экспериментально затухание капиллярных волн с длинами волн  $\lambda \sim 3,3-20 \text{ мкм}$  исследовано в работе [16]. Результаты представлены в виде температурной зависимости фактора затухания  $k'/k'$ , который можно связать с коэффициентом  $\gamma$  соотношением  $k'/k' = (2/3)\gamma/\omega$ . Величина фактора затухания уменьшается с увеличением частоты и для самой высокой частоты при  $T < 0,2 \text{ К}$  приблизительно равна  $10^{-5}$ . Поскольку в настоящей работе электронный кристалл исследуется при частотах  $\omega \sim 10^7$ , примерно на порядок превышающих

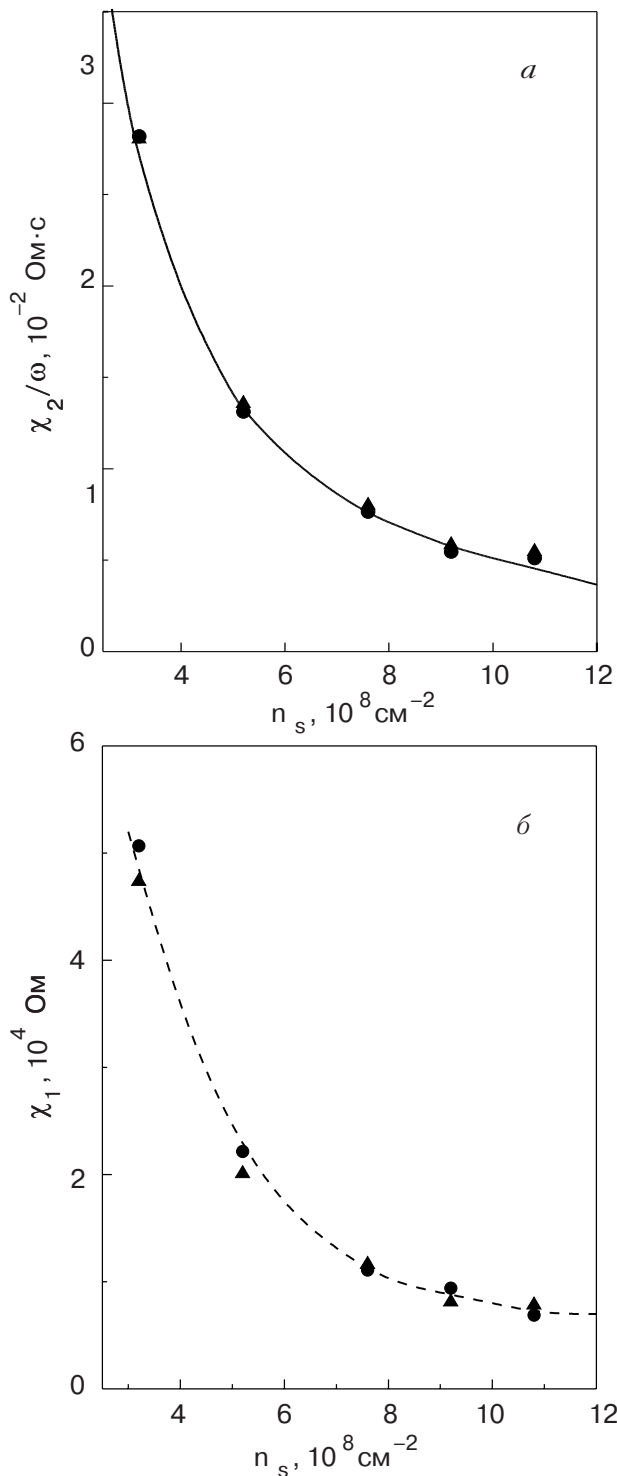


Рис. 9. Зависимость мнимой (а) и реальной (б) частей обратной проводимости электронных кристаллов при  $T = 83$  мК и  $E_{\perp} = 1150$  В/см от плотности. Сплошная линия — теоретическая оценка в рамках [8]. Пунктирная линия носит вспомогательный характер.

те, на которых исследовано затухание капиллярных волн, то значение фактора затухания  $\sim 10^{-5}$  можно считать его верхней оценкой. Отсюда следует верхняя оценка для величины  $\gamma \sim 10^{-5} \cdot 10^7 = 10^2$ . Анализ же экспериментальных значений  $\chi_1$  с исполь-

зованием соотношений (11) показывает, что если предполагать основным механизмом энергетических потерь в кристалле механизм затухания капиллярных волн [8], то величина  $\gamma$  должна быть порядка  $10^5$ . Таким образом, экспериментальные величины потерь по меньшей мере на три порядка превышают оценки, следующие из рассмотрения затухания капиллярных волн как основного механизма потерь.

При анализе полученных зависимостей  $\chi_1(T, E_{\perp}, n_s)$  интересные результаты получаются, если представить данные по потерям в виде  $G_{\chi_1} = (n_s e^2 / 2m)(\chi_1 / C_1)$ , где учтены функциональные зависимости от  $n_s$ ,  $E_{\perp}$  и  $T$ , которые характерны для электрон-риплонного взаимодействия (коэффициент  $C_1$ ), и зависимость от  $n_s$ . Соотношение между  $G_{\chi_1}$  и  $\chi_1$  аналогично связи между  $\gamma$  и  $\chi_1$  в (11), но определенный физический смысл в  $G_{\chi_1}$ , в отличие от  $\gamma$ , не вкладывается, это просто полезный способ представления экспериментальных данных по энергетическим потерям кристалла. На рис. 10 приведена температурная зависимость  $G_{\chi_1}$  для кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  при  $E_{\perp} = 580$  В/см ( $\blacktriangle$ ) и 1120 В/см ( $\bullet$ ) и для кристаллов с  $n_s = 9,1 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  при  $E_{\perp} = 830$  В/см ( $\blacksquare$ ) и  $n_s = 12 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  при  $E_{\perp} = 1120$  В/см ( $\blacklozenge$ ). Как видно, наблюдается единая зависимость  $G_{\chi_1}$  при больших прижимающих полях ( $E_{\perp} > 830$  В/см), причем для кристаллов с различной поверхностной плотностью, а при  $E_{\perp} = 580$  В/см значения  $G_{\chi_1}$  оказываются выше. Сплошная линия — результат расчета по данным работы [14] для кристалла с  $n_s = 5,5 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  при  $E_{\perp} = 540$  В/см. Обращает на себя внимание то, что эта зависимость совпадает с данными, полученными в настоящей работе при больших прижимающих полях, но заметно отличается от  $G_{\chi_1}(T)$ , относящейся к близкому по величине прижимающему полю  $E_{\perp} = 580$  В/см. Пунктирные линии на рис. 10 — результат расчета  $G_{\chi_1}(T)$  по экспериментальным данным работы [15], полученным при исследовании электронного кристалла с плотностью  $n_s = 6,3 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  при различных прижимающих полях. Верхняя линия соответствует минимальному прижимающему полю  $E_{\perp} = 580$  В/см, третья сверху из этих кривых — полю  $E_{\perp} = 1120$  В/см, т.е. экспериментальные условия в [15] почти совпадают с экспериментальными условиями для данных настоящей работы, приведенных на рис. 10. Видно, что  $G_{\chi_1}$  уменьшается с увеличением прижимающего поля, причем данные [15] показывают, что это уменьшение имеет тенденцию к насыщению при больших прижимающих полях. Значения  $G_{\chi_1}$ , вычисленные по данным работы [15], хорошо коррелируют с результатами настоящей работы, полученными при больших прижимающих полях, но

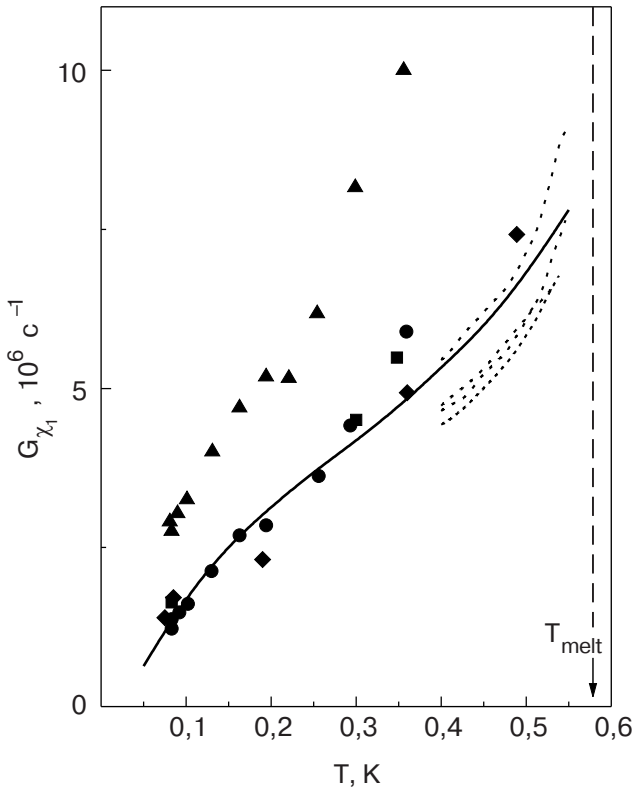


Рис. 10. Температурные зависимости величины  $G_{\chi_1} = (e^2/2m)(n_s\chi/C_1)$  для кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 580 \text{ В/см}$  ( $\blacktriangle$ ) и  $E_{\perp} = 1120 \text{ В/см}$  ( $\bullet$ ) и для кристаллов с  $n_s = 9,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 830 \text{ В/см}$  ( $\blacksquare$ ) и  $n_s = 12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 1120 \text{ В/см}$  ( $\blacklozenge$ ). Сплошная линия — расчет по экспериментальным данным [14] для кристалла с  $n_s = 5,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 540 \text{ В/см}$ , пунктирные (сверху вниз) — расчет по экспериментальным данным [15] для кристалла с  $n_s = 6,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $E_{\perp} = 570, 845, 1121$  и  $1672 \text{ В/см}$ . Вертикальная пунктирная линия соответствует температуре плавления кристалла с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

заметно меньше  $G_{\chi_1}$ , соответствующих меньшему полю.

Такая картина свидетельствует о том, что на  $G_{\chi_1}$  оказывает влияние фактор, по-разному проявляющийся в различных экспериментах, причем влияние его подавляется при увеличении прижимающего поля. Таким фактором может быть нелинейность измерений, т.е. зависимость результатов измерений от величины ведущего поля. Как было отмечено выше, эффективные ведущие поля при измерениях в [14,15], по-видимому, были меньше, чем в настоящей работе, т.е. режим измерений был ближе к линейному, что обусловило сравнительно слабую зависимость  $G_{\chi_1}$  от прижимающего поля. В настоящей работе режим измерений становится близок к линейному при больших по сравнению с [14,15] прижимающих полях.

Выше, при анализе резонансных спектров (рис. 1), предполагалось, что поведение мод (0,2) и (0,3) при малых прижимающих полях является следствием нелинейных эффектов, подавляемых при увеличении прижимающего поля. Если это так, и прижимающее поле действительно стабилизирует электронный кристалл, то, очевидно, что и величина  $G_{\chi_1}$  связана с нелинейными процессами. Чем выше степень нелинейности, тем более выражена зависимость  $G_{\chi_1}$  от  $E_{\perp}$ .

Величина  $G_{\chi_1}$  увеличивается с увеличением температуры (см. рис. 10) и имеет тенденцию резкого увеличения при приближении к температуре плавления вигнеровского кристалла, обозначенной на рисунке вертикальной пунктирной линией.

Более отчетливо зависимость  $G_{\chi_1}$  от  $E_{\perp}$  видна при анализе данных, полученных при измерениях  $\chi_2(E_{\perp})$  при фиксированных  $T$  и  $n_s$ .

На рис. 11 приведены зависимости  $G_{\chi_1}$  от прижимающего электрического поля  $E_{\perp}$  для кристаллов с поверхностной плотностью  $6,4 \cdot 10^8$  и  $3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , определенные при температуре 83 мК, а также зависимости  $G_{\chi_1}(E_{\perp})$  при температуре 0,42 К, пересчитанная по данным работы [15] для электронного кристалла с  $n_s = 6,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Как видно, точки, соответствующие разным кристаллам, при  $T = 83 \text{ мК}$  укладываются на одну кривую. Заметная зависимость  $G_{\chi_1}$  от  $E_{\perp}$  наблюдается при малых полях, а при  $E_{\perp} > 1000 \text{ В/см}$  зависимость выходит на плато. Примерно такое же поведение наблюдается и при более высоких температурах, как иллюстрирует зависимость (2), пересчитанная по данным [15].

Таким образом, при  $E_{\perp} > 1000 \text{ В/см}$  величина  $G_{\chi_1}$  не зависит от прижимающего поля и поверхностной плотности электронов. При меньших прижимающих полях ( $E_{\perp} < 1000 \text{ В/см}$ ) наблюдается резкое возрастание  $G_{\chi_1}$  с уменьшением поля. Причиной этого могут быть нелинейные эффекты, связанные с влиянием на проводимость кристалла ведущего электрического поля, причем это влияние подавляется при увеличении прижимающего поля. Нелинейность может заключаться в нарушении структуры 2D кристалла, что косвенно подтверждается качественными изменениями в спектрах связанных электрон-риплонных колебаний на рис. 1. При больших  $E_{\perp}$  устойчивость кристалла к измерительному сигналу повышается, режим измерений при том же уровне сигнала становится ближе к линейному и параметр  $G_{\chi_1}$  перестает зависеть от поля, а его величина в этом случае определяется механизмами, не связанными со структурными изменениями в кристалле.

Зависимости  $G_{\chi_1}(E_{\perp})$  для кристаллов с  $n_s$ , равной  $3,2 \cdot 10^8$  и  $6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , совпадают (рис. 11),

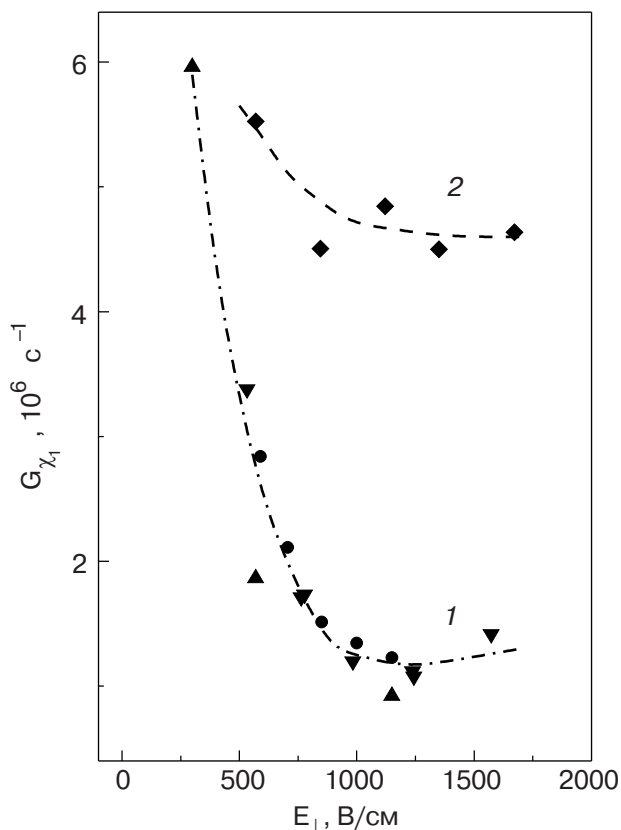


Рис. 11. Зависимость величины  $G_{\chi_1} = (e^2/2m)(n_s\chi/C_1)$  от прижимающего поля при  $T = 83$  мК для кристаллов с  $n_s = 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  ( $\blacktriangle, \blacktriangledown$ ) и  $n_s = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  ( $\bullet$ ) (1) и при  $T = 0,42$  К для кристалла с  $n_s = 6,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  ( $\blacklozenge$ ), рассчитанная по экспериментальным данным работы [15] (2). Пунктирные линии имеют вспомогательный характер.

что свидетельствует о независимости  $G_{\chi_1}$  от  $n_s$ . Это подтверждают и результаты измерений проводимости, проведенные при различных  $n_s$ , но фиксированных  $E_{\perp}$  и  $T$ . В то время как в этих экспериментах наблюдается заметная зависимость  $\chi_1(n_s)$  (рис. 9,б), зависимость  $G_{\chi_1}(n_s)$  практически отсутствует. При определенных условиях ( $E_{\perp} > 1000$  В/см,  $\omega < \omega_1$ ) реальная часть обратной проводимости электронного кристалла может быть представлена в виде  $\chi_1 \sim (C_1/n_s)\tilde{\chi}_1(T)$ , где функция  $\tilde{\chi}_1(T)$  зависит от температуры, но остается одной и той же для кристаллов с разными  $E_{\perp}$  и  $n_s$ . Это любопытное обстоятельство может оказаться полезным при теоретическом анализе возможных механизмов затухания в электронном кристалле. С экспериментальной точки зрения представляются необходимыми измерения проводимости электронного кристалла при различных ведущих полях для исследования влияния нелинейных эффектов.

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследована проводимость 2D электронного кристалла над поверхностью жидкого гелия в зависимости от основных параметров, определяющих электрон-риплонное взаимодействие и свойства кристалла: поверхностной плотности электронов, прижимающего электрического поля и температуры. Проведены серии измерений, в которых изменялся только один из этих параметров, два других были фиксированы. Исследования охватывали область частот, при которых в экспериментальной ячейке возбуждаются резонансы связанных электрон-риплонных колебаний. Проводимость кристалла определялась по измерениям по амплитуде и сдвигу фазы измерительного сигнала на частоте резонансной моды (0,1) при его прохождении через экспериментальную ячейку. Обнаружено, что поведение мнимой части обратной проводимости, отражающее инерционные свойства кристалла, находится в хорошем количественном согласии с существующими теоретическими представлениями. В то же время механизмы, определяющие энергетические потери кристалла, т.е. реальную часть проводимости, остаются неясными. Зависимости реальной компоненты проводимости от прижимающего поля, наряду с изменениями спектра связанных колебаний, позволяют предположить, что при определенных условиях существенный вклад в энергетические потери кристалла вносят процессы, обусловленные наличием или образованием дефектов кристаллической структуры 2D электронного кристалла.

Мне приятно выразить признательность В.В. Доценко за помощь в экспериментах, а Ю.З. Ковдре, Ю.П. Монарха и С.С. Соколову за плодотворные дискуссии.

1. G. Deville, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 588 (1984).
2. D.C. Glatli, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Surf. Sci.* **196**, 17 (1988).
3. G. Deville, *J. Low Temp. Phys.* **72**, 135 (1988).
4. C.C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
5. D.S. Fisher, B.I. Halperin, and P.M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 798 (1979).
6. Ю.П. Монарха, В.Б. Шикин, *ФНТ* **9**, 913 (1983).
7. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996).
8. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980).
9. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **7**, 692 (1981).
10. В.В. Доценко, В.Е. Сивоконь, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **23**, 1028 (1997).

11. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, С.С. Соколов, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 715 (1996).
12. С.Ф. Varenghi, С.Ј. Mellor, Ј. Meredith, С.М. Muirhead, Р.К.Н. Sommerfeld, and W.Ф. Vinen, *Philos. Trans. R. Soc. London* **A334**, 139 (1991).
13. Ј.М. Kosterlitz and D.Ј. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
14. R. Mehrotra, В.М. Guenin, and A.Ј. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 641 (1982).
15. M.A. Stan and A.Ј. Dahm, *Phys. Rev.* **B40**, 8995 (1989).
16. P. Roche, G. Deville, K.O. Keshishev, N.Ј. Appleyard, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3316 (1995).

Study of electron-rippion oscillation spectra and process of dissipation in a two-dimensional electron crystal over liquid helium

V.E. Sivokon

The resonance spectra of coupled electron-rippion oscillations in two-dimensional electron crystals over liquid helium with the surface electron density  $n_s = (3.2-10.8) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$  at the holding electric field  $E_{\perp} = 300-1150 \text{ V/cm}$  are studied in the temperature range  $T = 0.08-0.4 \text{ K}$ . The analysis of the spectra displays that the real  $\chi_1$  and imaginary  $\chi_2$  components of the electron crystal inverse conductivity  $\sigma^{-1}$  are dependent on  $T$ ,  $n_s$  and  $E_{\perp}$ . The imaginary component  $\chi_2$  is in good agreement with theoretical estimations. The analysis of  $\chi_1$  suggests that the energy loss of the electron crystal is connected with its structural defects.