

Влияние электрон-электронного взаимодействия на подвижность электронов над жидким гелием

И. Н. Адаменко, А. В. Жуков, К. Э. Немченко

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина, 61077 г. Харьков, пл. Свободы 4
E-mail: adamenko@pem.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 29 февраля 2000 г.

На основании кинетического уравнения для электронной функции распределения решена задача о подвижности двумерного электронного газа, локализованного над поверхностью жидкого гелия, при низких температурах. Полученный результат для подвижности содержит как время электрон-риплонного взаимодействия, так и время электрон-электронного рассеяния. Теория справедлива при любых соотношениях между временами электрон-риплонного и электрон-электронного взаимодействий и дает для предельных случаев известные ранее выражения. Проведено сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными и предложены новые эксперименты, позволяющие получить информацию об электрон-электронном взаимодействии.

На основі кінетичного рівняння для електронної функції розподілу розв'язано задачу про рухливість двовимірного електронного газу, локалізованого над поверхнею рідкого гелію, при низьких температурах. Отриманий результат для рухливості вміщує як час електрон-ріплонної взаємодії, так і час електрон-електронного розсіяння. Теорія справедлива за довільних співвідношень між часами електрон-ріплонної та електрон-електронної взаємодій і дає для граничних випадків відомі раніше вирази. Проведено порівняння одержаних результатів з експериментальними даними і запропоновано нові експерименти, що дозволяють одержати інформацію про електрон-електронну взаємодію.

PACS: 73.50.-h, 67.40.Fd, 67.90.+z

Введение

Одной из наиболее интересных экспериментально реализуемых двумерных заряженных систем является двумерный электронный газ, локализованный над поверхностью жидкого гелия [1–6]. Интерес к исследованию динамических свойств таких систем обусловлен, в частности, и тем, что при достаточно низких температурах ($T \leq 0,6$ К) подвижность и другие кинетические характеристики электронов определяются не только электрон-риплонным рассеянием, но и электрон-электронным взаимодействием [6].

В ранних теоретических работах [1,5,7,8] исследования в основном акцентировались на получении импульсной зависимости частоты электрон-риплонного рассеяния. Указанная частота в общепринятом сейчас виде была рассчитана в работах [6,8] в рамках адиабатического подхода Борна—Оппенгеймера [9,10]. Эксперименты [11–13], в которых различными методами измерялась подвижность поверхностных электронов в

гелии, и соответствующие теоретические расчеты [14,15] в целом свидетельствуют о справедливости теории электрон-риплонного рассеяния [5,8].

В работах [5,8] подвижность рассчитывалась в предположении об отсутствии взаимодействия между электронами (одноэлектронный режим). При этом подразумевалось, что в газе риплонов установлено полное равновесие, так что подвижность определяется только электрон-риплонным рассеянием. Одноэлектронная теория хорошо описывает экспериментальные данные [16] при достаточно малых прижимающих полях E_{\perp} , которым соответствует относительно малое число электронов на единицу поверхности гелия n_e .

При увеличении напряжения прижимающего поля одноэлектронное приближение оказывается недостаточным для описания экспериментальных данных. В работах [17,18] теоретически и экспериментально рассмотрен обратный предельный случай, когда электронная подсистема находится в равновесии (режим полного контроля). Теория

полного контроля приводит к гораздо лучшему согласию с экспериментом [17] при больших прижимающих полях.

Задачей настоящей работы является последовательное вычисление подвижности двумерного электронного газа, локализованного над свободной поверхностью жидкого гелия, при низких температурах с учетом как взаимодействия электронов с риплонами, так и межэлектронного взаимодействия.

Решение кинетического уравнения

Согласно результатам работ [19–22], время риплон-риплонного взаимодействия много меньше времен электрон-электронного и электрон-риплонного взаимодействий. Это позволяет считать, что газ риплонов находится в равновесии и может быть описан равновесной функцией распределения Бозе f_r . В этом случае для функции распределения электронов f_e достаточно ограничиться одним кинетическим уравнением, которое в стационарном случае записывается в виде

$$eE_{\parallel} \frac{\partial f_e}{\partial p_z} = J(f_e, f_e) + J(f_e, f_r), \quad (1)$$

где e — заряд электрона; E_{\parallel} — внешнее ведущее электрическое поле, направленное по оси z ; $J(f_e, f_e)$ и $J(f_e, f_r)$ — бинарные интегралы столкновений электронов с электронами и электронов с риплонами соответственно. В дальнейшем мы не учитываем эффектов, связанных с переходами электронов на более высокие уровни, считая систему идеально двумерной с плотностью n_e , достаточно малой для применимости газового приближения. При малом отклонении от равновесного состояния решение уравнения (1) удобно искать в виде

$$f_e = f_e^{(0)} + \delta f_e, \quad (2)$$

где $f_e^{(0)} = [1 + \exp(\epsilon - \mu_e)/T]^{-1}$ — локально равновесная функция распределения; $\epsilon = p^2/2m$ — энергия электрона; m — его масса; δf_e — малое отклонение функции распределения от локально равновесной, которую удобно выбрать в виде

$$\delta f_e = -g f'_e, \quad \text{где } f'_e = \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial \epsilon}. \quad (3)$$

Для нахождения g введем гильбертово пространство однокомпонентных векторов $|\psi\rangle$, в котором определим скалярное произведение равенством

$$\langle \psi | \chi \rangle = - \int \psi^* \chi f'_e d\Gamma. \quad (4)$$

Тогда, согласно [23,24], решение линейризованного уравнения (1) можно записать в векторной форме

$$|g\rangle = - \hat{\mathcal{J}}^{-1} |\phi\rangle, \quad (5)$$

где

$$|\phi\rangle = \left| \frac{eE_{\parallel}}{m} \frac{1}{f'_e} \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial v_z} \right\rangle = \frac{eE_{\parallel}}{m} |p_z\rangle, \quad (6)$$

m , \mathbf{p} и $\mathbf{v} = \partial \epsilon / \partial \mathbf{p}$ — масса, импульс и скорость электрона соответственно,

$$\hat{\mathcal{J}} = \hat{\mathcal{J}}_{ee} + \hat{\mathcal{J}}_{er} \quad (7)$$

— сумма линейризованных операторов электрон-электронных и электрон-риплонных столкновений. Следует отметить, что обращение оператора $\hat{\mathcal{J}}$ в (5) в общем случае необходимо производить в пространстве несохраняющихся величин [23,24]. В данном случае задача упрощается, если учесть, что полный импульс электронной системы не сохраняется, поскольку электроны взаимодействуют с риплонами, так что

$$\hat{\mathcal{J}} |p_z\rangle = \hat{\mathcal{J}}_{er} |p_z\rangle \neq 0.$$

В соответствии с обычным газодинамическим определением плотности потока газа [25], скорость течения электронов, вызванного ведущим полем, дается выражением

$$u_z = \frac{1}{mn_e} \int p_z f_e d\Gamma = - \frac{1}{mn_e} \int p_z f'_e g d\Gamma \equiv \frac{1}{mn_e} \langle p_z | g \rangle. \quad (8)$$

Исходя из определения подвижности $\mu = u_z/E_{\parallel}$ и соотношений (5) и (8), получаем

$$\mu = \frac{e}{m} \tau_{\mu}, \quad (9)$$

где

$$\tau_{\mu} = - \langle \phi_1 | (\hat{\mathcal{J}}_{ee} + \hat{\mathcal{J}}_{er})^{-1} | \phi_1 \rangle \quad (10)$$

— характерное время, определяющее подвижность,

$$|\phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{p}} |p_z\rangle, \quad (11)$$

а $\rho = \langle p_z | p_z \rangle$ — массовая плотность электронного газа.

Дальнейшая задача состоит в нахождении явного вида характерного времени τ_μ (10). С этой целью необходимо ввести полный набор ортонормированных векторов $|\varphi_\alpha\rangle$. В качестве первого вектора удобно взять вектор $|\varphi_1\rangle$, определенный в (11). Выбор остальных векторов в целом произволен и зависит от удобства вычислений в рамках конкретной задачи [25,26]. Необходимо лишь выполнение условий ортогональности и полноты:

$$\langle \varphi_\alpha | \varphi_{\alpha'} \rangle = \delta_{\alpha\alpha'}, \quad 1 \equiv \sum_{\alpha=1}^{\infty} |\varphi_\alpha\rangle \langle \varphi_\alpha|. \quad (12)$$

В базисе $|\varphi_\alpha\rangle$ выражение (10) может быть переписано в виде [23,27]

$$\tau_\mu = - \left\{ I_{er}^{(11)} - \sum_{\beta, \beta' \geq 2} I_{er}^{(1\beta)} [(I_{er} + I_{ee})^{-1}]_{\beta\beta'} I_{er}^{(\beta'1)} \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Здесь

$$I_{er}^{(11)} = \langle \varphi_1 | \hat{\mathcal{J}}_{er} | \varphi_1 \rangle, \quad (14a)$$

$$I_{er}^{(1\beta)} = \langle \varphi_1 | \hat{\mathcal{J}}_{er} | \varphi_\beta \rangle \quad (\beta \geq 2), \quad (14б)$$

$$I_{er}^{(\beta'1)} = \langle \varphi_{\beta'} | \hat{\mathcal{J}}_{er} | \varphi_1 \rangle \quad (\beta' \geq 2), \quad (14в)$$

а квадратные матрицы I_{er} и I_{ee} содержат матричные элементы:

$$I_{er}^{(\beta\beta')} = \langle \varphi_\beta | \hat{\mathcal{J}}_{er} | \varphi_{\beta'} \rangle, \quad I_{ee}^{(\beta\beta')} = \langle \varphi_\beta | \hat{\mathcal{J}}_{ee} | \varphi_{\beta'} \rangle \quad (\beta, \beta' \geq 2). \quad (15)$$

При получении выражения (13) мы учли, что при электрон-электронных столкновениях полный импульс электронной системы сохраняется, т.е.

$$\hat{\mathcal{J}}_{ee} | p_z \rangle = 0.$$

Особо отметим, что, в отличие от классических подходов к решению кинетических уравнений [25,28,29], результат (13) содержит в явном виде не только члены, описывающие взаимодействие электронов с риплонами, но и члены, обусловленные электрон-электронными столкновениями.

В следующем разделе будет показано, что для нашей задачи общее решение может быть записано в замкнутом аналитическом виде в терминах

частот столкновений электронов с риплонами и друг с другом.

Вычисление времени τ_μ

Матрицы, входящие в (13), бесконечномерны и недиагональны, однако два важных предельных случая следуют из (13) непосредственно. Положим сначала $I_{ee} \rightarrow \infty$. Физически это означает мгновенную релаксацию в газе электронов (полный контроль). В этом случае из (13) имеем

$$\tau_\mu^{(\min)} = - \frac{1}{I_{er}^{(11)}} = \tau_{er}^{(cc)}, \quad (16)$$

где время $\tau_{er}^{(cc)}$ («cc» — complete control) определено соотношением

$$\tau_{er}^{(cc)^{-1}} = - \frac{\langle p_z | \hat{\mathcal{J}}_{er} | p_z \rangle}{\langle p_z | p_z \rangle}. \quad (17)$$

В другом предельном случае $I_{ee} \rightarrow 0$, что соответствует бесконечно медленному установлению равновесия в электронной подсистеме (одноэлектронный режим). В данной ситуации из (13) следует

$$\tau_\mu^{(\max)} = - \langle \varphi_1 | \hat{\mathcal{J}}_{er}^{-1} | \varphi_1 \rangle = \tau_{er}^{(1e)}. \quad (18)$$

Используя неравенство Коши–Буняковского, можно строго показать, что

$$\tau_\mu^{(\max)} \geq \tau_\mu \geq \tau_\mu^{(\min)}. \quad (19)$$

Для получения точного замкнутого результата для τ_μ воспользуемся методами матричной алгебры. Ввиду эрмитовости и положительной определенности матрицы $-I_{ee}$ можно ввести такую матрицу \mathcal{R} , что

$$-\mathcal{R}^\dagger I_{ee} \mathcal{R} = E, \quad (20)$$

где E — единичная матрица, а \mathcal{R}^\dagger — эрмитово сопряженная матрица к матрице \mathcal{R} . С помощью (20) получаем

$$\begin{aligned} (I_{er} + I_{ee})^{-1} &= (I_{er} - \mathcal{R}^\dagger \mathcal{R}^\dagger I_{ee} \mathcal{R} \mathcal{R}^{-1})^{-1} = \\ &= \mathcal{R} (\mathcal{R}^\dagger I_{er} \mathcal{R} - E)^{-1} \mathcal{R}^\dagger. \end{aligned} \quad (21)$$

Матрица $-I_{er}$ (а значит, $-\mathcal{R}^\dagger I_{er} \mathcal{R}$) также эрмитова и положительно определена. Следовательно, существует такая унитарная матрица \mathcal{U} , что

$$- \mathcal{U}^* \mathcal{R}^* I_{er} \mathcal{R} \mathcal{U} = \mathcal{Y}, \quad (22)$$

где \mathcal{Y} — диагональная матрица (т.е. $\mathcal{Y}_{\beta\beta'} = y_{\beta} \delta_{\beta\beta'}$) с неотрицательными элементами ($y_{\beta} \geq 0$). Таким образом,

$$\begin{aligned} (I_{er} + I_{ee})^{-1} &= - \mathcal{R} \mathcal{U} (E + \mathcal{Y})^{-1} \mathcal{U}^* \mathcal{R}^* = \\ &= - \mathcal{R} \mathcal{U} \mathcal{F} \mathcal{U}^* \mathcal{R}^*, \end{aligned} \quad (23)$$

где \mathcal{F} — диагональная матрица с коэффициентами

$$f_{\beta\beta'} = \frac{1}{1 + y_{\beta}} \delta_{\beta\beta'}. \quad (24)$$

С учетом (23) и (24) выражение (13) запишем в виде

$$\begin{aligned} \tau_{\mu}^{-1} &= \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \sum_{\beta \geq 2} \frac{|\alpha_{\beta}|^2}{1 + y_{\beta}} = \\ &= \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \sum_{\beta \geq 2} \frac{1}{1 + y_{\beta}^{-1}} y_{\beta}^{-1} |\alpha_{\beta}|^2, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\alpha_{\beta} = \sum_{\alpha, \gamma \geq 2} I_{er}^{1\alpha} \mathcal{R}_{\alpha\gamma} \mathcal{U}_{\gamma\beta}. \quad (26)$$

Из положительности величин $|\alpha_{\beta}|^2$ и y_{β}^{-1} следует, что существует такая величина y , что

$$\tau_{\mu}^{-1} = \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \frac{1}{1 + y^{-1}} \sum_{\beta \geq 2} y_{\beta}^{-1} |\alpha_{\beta}|^2. \quad (27)$$

Из (23) видно, что величина y_{β} определяется отношением времен взаимодействия внутри электронной подсистемы и электрон-риплонной релаксации. Таким образом,

$$y = \tau_{ee} / \tau_{er}^{(cc)}, \quad (28)$$

где время τ_{ee} определяется электрон-электронным взаимодействием.

Кроме того, при $\tau_{ee} \rightarrow \infty$ должно выполняться соотношение (18), так что

$$\sum_{\beta \geq 2} y_{\beta}^{-1} |\alpha_{\beta}|^2 = \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \tau_{er}^{(1e)^{-1}}. \quad (29)$$

С учетом (28) и (29) окончательное выражение для τ_{μ}^{-1} имеет вид

$$\tau_{\mu}^{-1} = \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \frac{1}{1 + \tau_{er}^{(cc)} / \tau_{ee}} \left\{ \tau_{er}^{(cc)^{-1}} - \tau_{er}^{(1e)^{-1}} \right\}. \quad (30)$$

Выражение (30) может быть переписано в более наглядной форме:

$$\tau_{\mu} = \tau_{er}^{(cc)} \frac{1 + \tau_{ee} \tau_{er}^{(cc)^{-1}}}{1 + \tau_{ee} \tau_{er}^{(1e)^{-1}}}. \quad (31)$$

Конечный результат (31) дает возможность сравнить теорию с имеющимися экспериментальными данными, а также исследовать возможные предельные случаи.

Сопоставление теории с экспериментом

Первые теоретические исследования подвижности [5,8] двумерного электронного газа над жидким гелием проводились в рамках одноэлектронной теории, т.е. предполагалось отсутствие взаимодействия между электронами и считалось, что релаксация системы полностью определяется электрон-риплонным взаимодействием. Математически это означает выполнение условия $\tau_{ee} \rightarrow \infty$. В этом предельном случае из (31) следует

$$\tau_{\mu} = \tau_{er}^{(1e)}. \quad (32)$$

Согласно (18) и определению скалярного произведения (4), формула (32) дает

$$\tau_{\mu}^{(1e)} = \int_0^{\infty} \frac{x e^{-x}}{v(\tilde{x})} dx, \quad \tilde{x} = \frac{(2mTx)^{1/2}}{\hbar}, \quad (33)$$

что совпадает с известным результатом [5,6,8]. При получении (33) мы в качестве оператора электрон-риплонных столкновений взяли рассчитанную в работах [5,8] частоту электрон-риплонной релаксации $v(p)$, зависящую от импульса электрона.

В другом предельном случае мгновенного установления равновесия в электронной подсистеме (режим полного контроля), когда $\tau_{ee}^{-1} \rightarrow \infty$, общий результат (31) дает

$$\tau_{\mu} = \tau_{er}^{(cc)} = \left(\int_0^{\infty} x v(\tilde{x}) e^{-x} dx \right)^{-1}, \quad (34)$$

что совпадает с результатом, впервые полученным в [17].

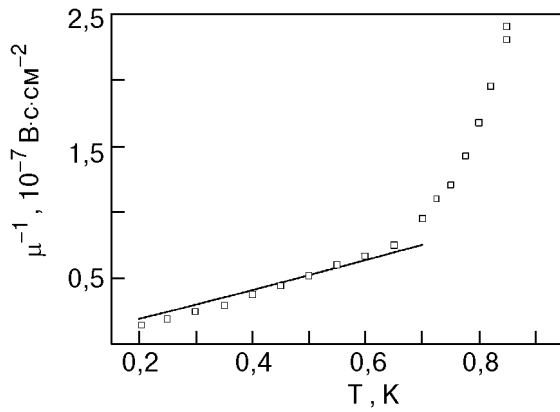


Рис. 1. Зависимость обратной электронной подвижности от температуры гелия при $n_e = 0,53 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Сплошная линия – расчет по формуле (33), \square – экспериментальные данные из [16]. При высоких температурах ($T > 0,7 \text{ К}$) следует учитывать взаимодействие с газовой фазой гелия.

Общая формула (31), полученная в настоящей работе, позволяет исследовать все промежуточные случаи при конечном времени электрон-электронной релаксации τ_{ee} . В частности, из сравнения с экспериментальными данными интересно определить характер зависимости τ_{ee} от температуры и концентрации электронов n_e .

Результаты, следующие из формулы (33), хорошо описывают экспериментальные данные [16] по подвижности при малых прижимающих полях. На рис. 1 приведена рассчитанная по (33) зависимость обратной электронной подвижности μ^{-1} от температуры в одноэлектронном приближении при $n_e = E_{\perp}/2\pi e = 0,53 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и экспериментальные данные из [16]. Однако уже при небольшом увеличении прижимающего поля согласие расчета по (33) с экспериментами [16] начинает резко ухудшаться. Для улучшения согласия теории с экспериментом при больших прижимающих полях в работе [17] использовалась теория полного контроля, разработанная в теории полупроводников [30], которая дает результат (34). Численный расчет по формулам (9) и (34) представлен на рис. 2. Там же нанесены экспериментальные данные [16] для $n_e = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Согласие теории с экспериментом в двух предельных случаях дает основания предполагать, что в первом случае ($n_e = 0,53 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$) в экспериментах реализуется одноэлектронный режим, тогда как при $n_e = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ электронная система переходит в режим полного контроля. При этом остается, однако, неясным, как при таком относительно небольшом увеличении концентрации электронов характерное время электрон-электронного взаимодействия меняется столь сильно, что происхо-

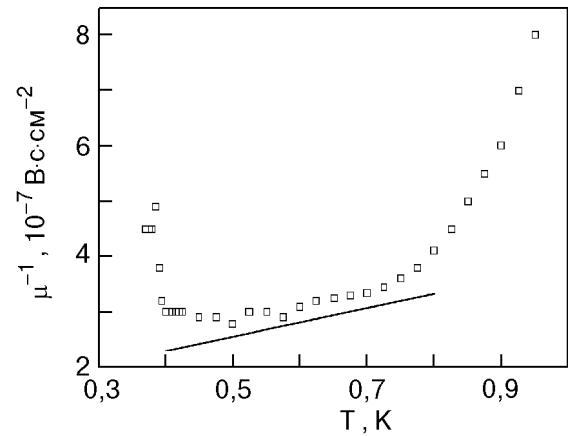


Рис. 2. Зависимость обратной электронной подвижности от температуры гелия при $n_e = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Сплошная линия – расчет по формуле (34), \square – экспериментальные данные из [16]. При низких температурах ($T < 0,4 \text{ К}$) следует учитывать кристаллизацию электронной системы, а при $T > 0,7$ – взаимодействие с газовой фазой гелия.

дит переход из режима $\tau_{ee} \gg \tau_{er}$ в режим $\tau_{ee} \ll \tau_{er}$.

На рис. 3 показана рассчитанная зависимость подвижности от электронной плотности в сравнении с экспериментальными данными [16] в обоих предельных режимах. Видно, что теория полного контроля удовлетворительно описывает экспериментальные данные во всем диапазоне используемых значений концентрации электронов, в то время как одноэлектронный режим дает согласие лишь при наименьших концентрациях. Причина совпадения теоретических результатов (33) и (34) при малых прижимающих полях состоит в том, что частота электрон-риплонного рассеяния в

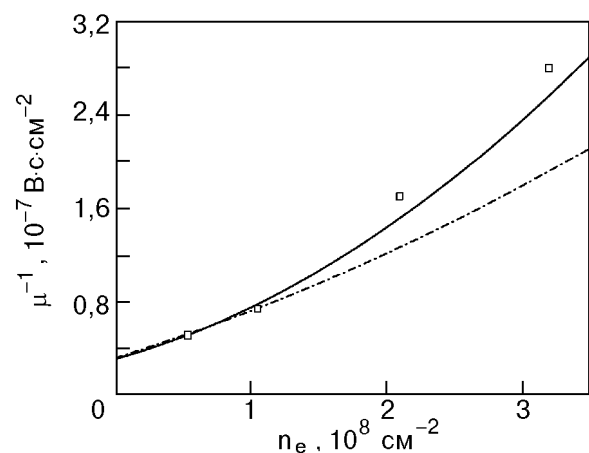


Рис. 3. Зависимость обратной электронной подвижности от концентрации электронов при $T = 0,5 \text{ К}$. Сплошная кривая – расчет по формуле (34), пунктирная – по формуле (33), \square – экспериментальные данные из [16].

этом пределе очень слабо зависит от импульса электрона, так что результат для подвижности практически не зависит от того, усредняется ли частота или время электрон-риплонного взаимодействия. При этом, как видно из общей формулы (31), при $\tau_{er}^{(cc)} \approx \tau_{er}^{(1e)}$ электрон-электронное взаимодействие не дает вклада в результат для подвижности.

Таким образом, для однозначной интерпретации экспериментальных данных при малых концентрациях и $\tau_{ee} \approx \tau_{er}$, а также наблюдения промежуточного режима необходимы дополнительные экспериментальные исследования. В частности, представляют интерес измерения подвижности электронов при независимом изменении прижимающего поля и концентрации электронов ($n_e \neq E_{\perp}/2\pi e$). Частота электрон-риплонного взаимодействия зависит фактически лишь от прижимающего поля [6], тогда как время электрон-электронного взаимодействия зависит от концентрации n_e . Так, при повышении прижимающего поля при постоянном малом $n_e \approx 0,53 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ результаты расчета в рамках одноэлектронного режима (33) и режима полного контроля уже перестают совпадать. Дальнейшее изменение n_e (при постоянном большом E_{\perp}) дало бы возможность наблюдать промежуточный режим и определить области применимости обоих режимов. Отметим, что измерения подвижности двумерных электронов над жидким гелием при независимом варьировании концентрации электронов и прижимающего поля уже проводились [11,31–33]. Однако результаты [11,31,32] носили в основном качественный характер: было продемонстрировано влияние электрон-риплонного рассеяния на подвижность электронов и выяснены основные зависимости подвижности от температуры и прижимающего поля. Получить какую-либо информацию об электрон-электронном взаимодействии из экспериментов [11,31,32] нельзя по той причине, что они проводились, во-первых, при очень малых концентрациях электронов (10^5 – 10^6 см^{-2}), во-вторых, при малых прижимающих полях, где $\tau_{er}^{(1e)}$ слабо отличается от $\tau_{er}^{(cc)}$.

В работе [33] экспериментально исследовались свойства двумерной системы электронов с плотностями $n_e = 1,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $n_e = 2,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ в широком диапазоне прижимающих полей (125–1570 В/см). Однако в этих экспериментах ведущие поля были столь большими, что не позволяли получить данные по подвижности, определяемой стандартным образом [25,28,29]. В связи с этим авторы [33] использовали понятие нелинейной

подвижности, зависящей от внешнего ведущего поля.

При больших прижимающих полях в экспериментах [33] наблюдалась слабая нелинейность, что позволяет сделать некоторые качественные выводы из сопоставления с развитой здесь теорией. Так, при $n_e = 1,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $E_{\perp} = 1570 \text{ В/см}$ эксперимент дает значение подвижности $\mu_{\text{exp}} \approx 0,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, в то время как из расчетов по (33) и (34) следует $\mu_{1e} = 0,490 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $\mu_{cc} = 0,325 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Это дает основания предполагать, что при таких концентрациях и прижимающих полях действительно реализуется одноэлектронный режим. Сравнение эксперимента и теории при $n_e = 2,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ показывает, что система находится уже в промежуточном режиме. Следует, однако, подчеркнуть, что эти выводы носят лишь качественный характер, так как корректное сравнение можно проводить только с экспериментальными данными, полученными при малых ведущих полях в отсутствие нелинейности подвижности.

Заключение

Исходя из кинетического уравнения (1) для электронной функции распределения решена задача о подвижности двумерного электронного газа, локализованного над поверхностью жидкого гелия, при низких температурах. Конечный результат (31) для характерного времени, определяющего подвижность, содержит как время электрон-риплонного взаимодействия, так и время электрон-электронного рассеяния. Полученная формула (31) справедлива при любых соотношениях между временами электрон-риплонного и электрон-электронного взаимодействий и дает известные ранее выражения для предельных случаев одноэлектронного режима (33) и режима полного контроля (34). Проведено сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными.

Использование модели перехода системы от одноэлектронного режима к режиму полного контроля для объяснения экспериментальных данных [16] требует необычно сильной зависимости времени электрон-электронного взаимодействия τ_{ee} от концентрации электронов n_e . Проведенный в работе анализ показывает, что имеющиеся экспериментальные данные допускают возможность описания электронной системы в рамках теории полного контроля в широком диапазоне концентраций. Особенности импульсной зависимости электрон-риплонной частоты приводят к тому, что при малых прижимающих полях результаты

расчетов в одноэлектронной теории и теории полного контроля практически совпадают. В связи с этим нельзя однозначно утверждать, что в экспериментах [16] реализуются оба предельных случая.

Предложены эксперименты, позволяющие наблюдать переход от одноэлектронного режима к режиму полного контроля. Их реализация позволит, в частности, получить информацию о зависимости времени электрон-электронной релаксации от различных параметров системы.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить С. С. Соколова за многочисленные плодотворные дискуссии, а также Ю. З. Ковдюру и А. С. Рыбалко за полезные обсуждения результатов работы.

1. M. W. Cole, *Phys. Rev.* **B2**, 4239 (1970).
2. В. Б. Шикин, Ю. З. Ковдюра, А. С. Рыбалко, в сб.: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1971), вып. 15, с. 99.
3. W. T. Sommer and D. J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
4. T. R. Brown and C. C. Grimes, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1233 (1972).
5. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 193 (1974).
6. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
7. G. D. Gaspari and F. Bridges, *J. Low Temp. Phys.* **21**, 535 (1975).
8. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **3**, 587 (1977).
9. M. Born and J. R. Oppenheimer, *Ann. Phys.* **84**, 457 (1927).
10. J. A. Reissland, *The Physics of Phonons*, John Wiley and Sons Ltd., London (1973).
11. А. С. Рыбалко, Ю. З. Ковдюра, Б. Н. Есельсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 569 (1975).
12. В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 510 (1976).
13. С. С. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 145 (1976).
14. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **2**, 1231 (1976).
15. P. M. Platzman and G. Beni, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 626 (1976).
16. R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm, *Phys. Rev.* **B29**, 5239 (1984).
17. В. А. Бунтарь, Ю. З. Ковдюра, В. Н. Григорьев, Ю. П. Монарха, С. С. Соколов, *ФНТ* **13**, 789 (1987).
18. В. А. Бунтарь, С. С. Соколов, *ФНТ* **16**, 845 (1990).
19. W. F. Saam, *Phys. Rev.* **A8**, 1918 (1973).
20. H. Yould and V. K. Wong, *Phys. Rev.* **B18**, 2124 (1978).
21. P. Roche, G. Deville, K. O. Keshishev, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3316 (1995).
22. P. Roche, M. Roger, and F. I. B. William, *Phys. Rev.* **B53**, 2225 (1996).
23. И. Н. Адаменко, А. В. Жуков, К. Э. Немченко, Т. Ф. Джордж, *ФНТ* **23**, 574 (1997).
24. I. N. Adamenko, K. E. Nemchenko, A. V. Zhukov, C.-I. Um, T. F. George, and L. N. Pandey, *J. Low Temp. Phys.* **111**, 145 (1998).
25. J. H. Ferziger and H. G. Kaper, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*, North-Holland, Amsterdam (1972).
26. А. И. Ахизер, В. Ф. Алексин, В. Д. Ходусов, *ФНТ* **20**, 199 (1994).
27. И. Н. Адаменко, А. В. Жуков, К. Э. Немченко, *ФНТ* **22**, 1470 (1996).
28. C. Cercignani, *Theory and Application of the Boltzmann Equation*, Scottish Academic Press, Edinburg and London (1975).
29. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
30. Ф. Г. Басс, Ю. Г. Гуревич, *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда*, Наука, Москва (1975).
31. B. N. Esel'son, A. S. Rybalko, Yu. Z. Kovdrya, A. A. Golub, and S. S. Sokolov, *J. Phys.* **39**, C6 (1978).
32. Б. Н. Есельсон, А. С. Рыбалко, С. С. Соколов, *ФНТ* **6**, 1120 (1980).
33. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов, Ю. З. Ковдюра, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 715 (1996).

The influence of electron-electron interaction on electron mobility over liquid helium

I. N. Adamenko, A. V. Zhukov,
and K. E. Nemchenko

Starting with the kinetic equation for an electron distribution function, we have solved the problem of mobility of two-dimensional electron gas localized over the surface of liquid helium at low temperatures. The obtained result contains the time of electron-electron scattering as well as the time of electron-ripplon interaction. The theory is valid for any relation between the times of electron-electron and electron-ripplon interactions and gives the known expressions for limiting cases. We carry out a comparison of the obtained results with experimental data and propose new experiments which allow one to obtain information on electron-electron interaction.