

## Низкотемпературная подвижность поверхностных электронов и риплон-фононное взаимодействие в жидком гелии

А. И. Сафонов<sup>1)</sup>, И. И. Сафонова, С. С. Демух

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 февраля 2010 г.

После переработки 4 марта 2010 г.

Показано, что при измерении по постоянному току низкотемпературная подвижность двумерной системы электронов, локализованных вблизи поверхности сверхтекучего гелия, определяется наиболее медленной стадией передачи продольного импульса в объем жидкости – взаимодействием поверхностных и объемных возбуждений жидкого гелия, которое быстро убывает с понижением температуры. Найдена температурная зависимость низкочастотной подвижности  $\mu_{dc} \approx 8.4 \cdot 10^{-11} n_e T^{-20/3} \text{ см}^4 \cdot \text{К}^{20/3} / \text{В} \cdot \text{с}$ , где  $n_e$  – плотность поверхностных электронов. Получено соотношение прижимающего электрического поля (кВ/см) и температуры (К)  $T^{20/3} E_{\perp}^{-3} \ll 2 \cdot 10^{-7}$ , а также значение частоты ведущего поля  $\omega \lesssim 10^8 \cdot T^5 \text{ К}^{-5} \cdot \text{с}^{-1}$ , при которых возможно наблюдение указанного эффекта. В частности, при  $E_{\perp} \simeq 1 \text{ кВ/см}$  должно быть  $T \lesssim 70 \text{ мК}$  и  $\omega/2\pi \lesssim 30 \text{ Гц}$ .

Теоретические и экспериментальные исследования низкоразмерных систем зарядов ведутся уже около 40 лет. К этим системам относятся двумерный электронный газ в полупроводниковых структурах, а также системы электронов, локализованных вблизи поверхности жидкого гелия [1, 2]. Благодаря слабой связи с поверхностью гелия, времена релаксации возбужденных спиновых или ридберговских состояний поверхностных электронов оказываются гораздо более высокими. Это делает их весьма привлекательными с точки зрения реализации элемента памяти квантового компьютера [3]. В то же время относительная слабость релаксационных механизмов определяет чрезвычайно высокую подвижность поверхностных электронов  $\mu \sim 10^4 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , едва ли не самую высокую из всех известных двумерных систем.

При  $T < 0.7 \text{ К}$ , когда давление насыщенных паров гелия экспоненциально мало, подвижность поверхностных электронов ограничена их взаимодействием с элементарными возбуждениями поверхности гелия – риплонами, в то время как прямое электрон-фононное взаимодействие неэффективно. Во всех предыдущих работах, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию подвижности поверхностных электронов, подразумевалось, что при взаимодействии с риплонами продольный импульс электронов передается всей массе жидкости (см., например, [1]). Однако есть основания полагать, что в действительности релаксация продольного импульса электронов происходит в две стадии –

посредством передачи импульса риплонам и далее от риплонов фононам в объем жидкости – и определяется самой медленной из них.

Вообще говоря, экспериментальное наблюдение риплон-фононного взаимодействия является самостоятельной достаточно непростой задачей. Один из возможных путей ее решения – измерение теплопереноса по поверхности гелия [4]. Однако в этом случае приходится использовать тонкие пленки, чтобы избавиться от колоссальной теплопроводности объемной жидкости, на фоне которой теплоперенос по поверхности может остаться незамеченным. В случае же пленок существенную роль играет гладкость поверхности, так как рассеяние риплонов может происходить не только на фононах, но и на неоднородностях поверхности, вызванных дефектами (шероховатостью) подложки. Такой одночастичный процесс упругого рассеяния риплонов существенно слабее зависит от температуры, чем риплон-фононное взаимодействие, и поэтому преобладает при низких температурах [5]. Гарантированное исключение упругого одночастичного канала диссипации потока риплонов порождает весьма жесткие требования к гладкости поверхности на значительной площади. Таким образом, вклад риплон-фононных процессов в теплопроводность поверхности гелия оказывается труднообнаружимым. Рош и др. [6] использовали емкостное возбуждение и детектирование для измерения затухания длинноволновых риплонов. Однако этот метод малоприменим для исследования тепловых риплонов, длина волны которых составляет всего  $\sim 10 \text{ нм}$ , что на три порядка меньше, чем в экспериментах Роша и др. В настоящей работе показано, что весьма пер-

<sup>1)</sup> e-mail: safonov@issph.kiae.ru

спективным может быть использование поверхностных электронов.

Поверхностные (риплонны) и объемные (фононы) квазичастицы в жидком гелии взаимодействуют лишь в меру его малой сжимаемости. Скорость основного процесса передачи импульса при низких температурах (рождение фонона при аннигиляции двух риплонов [7]) пропорциональна  $T^{20/3}$  [5]. Следовательно, в пределе  $T \rightarrow 0$  риплонная подсистема оказывается фактически изолированной от объема жидкости и вынуждена совершать регулярное движение вместе с электронами. Таким образом, подвижность электронов должна неограниченно возрастать с понижением температуры. Однако в экспериментах ничего подобного не наблюдается, по крайней мере вплоть до 20 мК [8, 9]. Напротив, подвижность электронов, образующих при низких температурах вигнеровский кристалл [10, 11], даже несколько снижается, выходя на насыщение при  $T \rightarrow 0$ . Цель настоящей работы – разрешить это противоречие и определить условия, при которых подвижность поверхностных электронов определяется риплон-фононным взаимодействием (или, по крайней мере, вклад этого взаимодействия является существенным), вычислить зависимость подвижности от температуры, частоты ведущего электрического поля  $E_{\parallel}(t) = E_{\parallel} e^{i\omega t}$  и величины прижимающего поля  $E_{\perp}$ .

Мы полагаем, что указанное противоречие вызвано тем, что измерения обычно проводятся на переменном токе достаточно высокой частоты, а эффективная масса электронов на несколько порядков меньше, чем риплонов. В результате амплитуда продольных колебаний риплонной подсистемы оказывается исчезающе малой. Механическим аналогом такой ситуации может служить маленькая резинка, лежащая на поверхности массивной доски, которая, в свою очередь, покоится на гладком льду. При этом регистрируется движение резинки в горизонтальной плоскости под действием периодической силы. Интуитивно ясно, что для наблюдения совместного движения электронной и риплонной подсистем относительно объемной жидкости следует проводить измерения подвижности по постоянному току или на очень низкой частоте. Ясно также, что следует стремиться к увеличению отношения эффективных масс электронов и риплонов.

Будем рассматривать риплонную и электронную подсистемы отдельно. Для этого необходимо, чтобы время установления равновесия внутри каждой подсистемы было существенно короче времени релаксации между подсистемами. Далее, мы отвлекаемся от влияния поперечного магнитного поля, которое,

как правило, используется в измерениях подвижности в геометрии Корбино, но совершенно несущественно для поставленной задачи. Амплитуда ведущего электрического поля  $E_{\parallel}$  считается достаточно малой, чтобы можно было пренебречь эффектами, связанными с перегревом электронов. Мы также не учитываем влияние границ, полагая двумерную систему бесконечной. С учетом сделанных замечаний уравнения движения в  $\tau$ -приближении имеют вид

$$\frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\frac{e\mathbf{E}_{\parallel}}{m^*} + \frac{\mathbf{u}_R - \mathbf{u}_e}{\tau_e} \quad (1)$$

для электронов и

$$\frac{d\mathbf{u}_R}{dt} = -\gamma \frac{\mathbf{u}_R - \mathbf{u}_e}{\tau_e} - \frac{\mathbf{u}_R}{\tau_{RP}} \quad (2)$$

для риплонов. Здесь  $\mathbf{u}_e$  ( $\mathbf{u}_R$ ) – скорость движения электронной (риплонной) подсистемы как целого вдоль поверхности,  $e$  и  $m^*$  – заряд и эффективная масса электрона,  $n_e$  – поверхностная концентрация электронов,  $\rho_R = 1.67 \cdot 10^{-10} T^{5/3} \text{ К}^{-5/3} \text{ г/см}^2$  – связанная с риплонами массовая плотность,  $\gamma = n_e m^* / \rho_R$  – отношение массовых плотностей электронов и риплонов. В низкочастотном пределе среднее время релаксации импульса электронов  $\tau_e$  связано с их подвижностью относительно риплонов  $\mu$  соотношением  $\tau_e = m^* \mu / e$  (см. ниже) и в рассматриваемой области слабо зависит от температуры. По данным измерения подвижности [12] и эффективной массы электронов [13] при  $T = 70 \div 80 \text{ мК}$  и  $n_e = 1.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  время электрон-риплонной релаксации составляет  $\tau_e \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Поэтому при  $T \lesssim 0.1 \text{ К}$  время риплон-фононной релаксации  $\tau_{RP} = 8.8 \cdot 10^{-9} T^{-5} \text{ К}^5 \cdot \text{с}$  [5] заведомо велико по сравнению с  $\tau_e$ . Заметим, что последовательный кинетический расчет  $\tau_e$  для свободных электронов также исходит из равновесия электронной и риплонной подсистем [1]. В частности, согласно [1], в типичном эксперименте частота межэлектронных столкновений высока по сравнению с  $\tau_e^{-1}$ .

В слабом прижимающем поле  $E_{\perp}$  эффективная масса электрона практически совпадает с его собственной массой,  $m^* \approx m$ . В этом случае электроны оказываются на несколько порядков “легче” риплонов ( $\gamma \ll 1$ ), и последние не чувствуют их движения,  $u_R \ll u_e$ . Тогда из уравнения (1) получается обычное выражение для подвижности электронов (ср. уравнение (10.7) в [1])

$$\mu \equiv -\frac{\text{Re } u_e}{E_{\parallel}} = \left(\frac{e}{m^*}\right) \frac{\tau_e}{1 + \omega^2 \tau_e^2}. \quad (3)$$

При не слишком высокой частоте ведущего поля,  $\omega \tau_e \ll 1$ , что эквивалентно пренебрежению левой частью (1), находим  $\mu = e\tau_e / m^*$  [14].

В сильном прижимающем поле картина существенно меняется. Прежде всего, максимально достижимая плотность электронов растет пропорционально прижимающему полю:  $E_{\perp} = 2\pi en_e^{\text{max}}$ . Кроме того, сама эффективная масса электронов возрастает в сотни и даже тысячи раз. Так,  $m^*/m$  увеличивается от 500 до 5000 практически пропорционально квадрату прижимающего поля  $E_{\perp} = 0.57 \div 1.672$  кВ/см при постоянной плотности  $n_e = 6.3 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> [15] и несколько снижается (с 2000 до 1500) с ростом плотности от 5 до  $12 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> при постоянном прижимающем поле  $E_{\perp} = 1.15$  кВ/см [13]. Рост эффективной массы вызван тем, что сильное поле вдавливает электроны в поверхность гелия, образуя на ней лунки, и при движении электронов вдоль поверхности происходит перенос заметной массы жидкости, связанный с перемещением лунок. И хотя в результате массовые плотности электронов и риплонов все равно сильно различаются, этого может оказаться достаточно для выполнения условия  $\tau_e \ll \gamma\tau_{\text{RP}}$ , что эквивалентно  $\mu/en_e \ll \tau_{\text{RP}}/\rho_{\text{R}} \approx 53 T^{-20/3} \text{K}^{20/3} \text{см}^2 \cdot \text{с}/\text{г}$ . Так, например, при  $T = 70$  мК,  $n_e = 10^9$  см<sup>-2</sup> и  $E_{\perp} = 1$  кВ/см имеем  $\tau_e \approx 5 \cdot 10^{-7}$  с,  $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_{\text{RP}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$  с и, следовательно,  $\gamma\tau_{\text{RP}} \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$  с. В этом случае из уравнения (2) с учетом  $\omega\tau_e \ll 1$  находим, что скорости риплонов и электронов практически совпадают,  $u_{\text{R}} \approx u_e \equiv u$ , и следовательно,

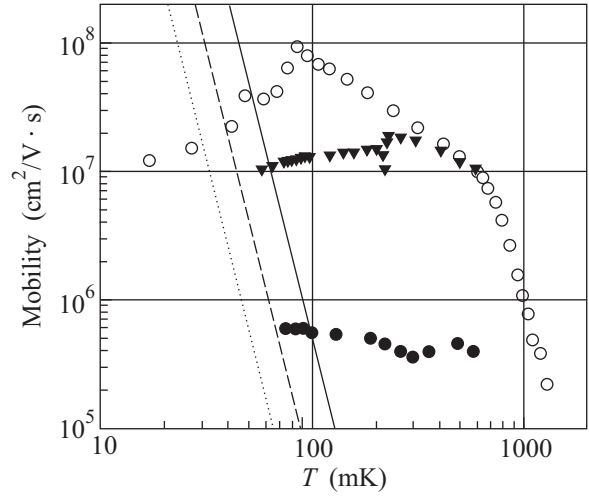
$$u \approx -eE_{\parallel} \frac{n_e \tau_{\text{RP}}}{\rho_{\text{R}}} \left( \frac{1 + i\omega\tau_{\text{RP}}}{1 + \omega^2\tau_{\text{RP}}^2} \right), \quad (4)$$

где мы пренебрегли  $\gamma$  по сравнению с единицей.

Как и следовало ожидать, амплитуда колебаний скорости  $|u|$  максимальна при нулевой частоте ведущего поля, а на высоких частотах ( $\omega\tau_{\text{RP}} \gg 1$ ) убывает как  $1/\omega$ , отставая от ведущего поля по фазе на  $\pi/2$ . Сдвинутая по фазе компонента скорости электронов (а следовательно, и тока) максимальна при  $\omega\tau_{\text{RP}} = 1$  и составляет ровно половину максимального значения скорости. Из уравнения (4) при  $\omega = 0$  находим подвижность электронов по постоянному току относительно объема жидкости:

$$\mu_{\text{dc}} = \frac{en_e \tau_{\text{RP}}}{\rho_{\text{R}}} \approx 8.4 \cdot 10^{-11} n_e T^{-20/3} \frac{\text{см}^4 \cdot \text{K}^{20/3}}{\text{В} \cdot \text{с}}. \quad (5)$$

Полученная температурная зависимость низкочастотной подвижности для  $n_e = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $1.08 \cdot 10^8$  и  $1.3 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> ( $E_{\perp} = 1.25$  кВ/см) показана на рисунке пунктирной, штриховой и сплошной линиями, соответственно. Там же для сравнения приведены результаты измерений подвижности по продольной проводимости двумерной системы по переменному току в геометрии Корбино при  $\omega/2\pi = 10$  кГц,



Температурная зависимость подвижности поверхностных электронов по данным измерений продольной проводимости двумерной системы по переменному току при  $\omega/2\pi = 10$  кГц,  $E_{\perp} = 15$  В/см,  $n_e = 1.4 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup> (o) [9];  $\omega/2\pi = 10$  кГц,  $E_{\perp} = 92.5$  В/см,  $n_e = 1.08 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> (▼) [8], а также по затуханию фонов-риплонных мод вигнеровского кристалла при  $\omega/2\pi = 5 \div 10$  МГц,  $n_e = 1.3 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> (●) [12]. Линиями показана низкочастотная подвижность (5) для соответствующих значений  $n_e$  (слева направо в порядке возрастания плотности). Некоторые экспериментальные точки опущены, чтобы не загромождать рисунок

$E_{\perp} = 15$  В/см,  $n_e = 1.4 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup> [9];  $\omega/2\pi = 10$  кГц,  $E_{\perp} = 92.5$  В/см,  $n_e = 1.08 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> [8], а также по затуханию фонов-риплонных мод вигнеровского кристалла при  $\omega/2\pi = 5 \div 10$  МГц,  $n_e = 1.3 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> [12].

Теоретическая низкочастотная подвижность свободных электронов относительно риплонов в сильном прижимающем поле составляет [16]

$$\mu_0 = \frac{8\alpha\hbar}{e^2 E_{\perp}^2} \frac{e}{m} = \frac{9.3 \cdot 10^{11} \text{В}/\text{с}}{E_{\perp}^2}, \quad (6)$$

где  $\alpha = 0.378$  эрг/см<sup>2</sup> – поверхностное натяжение гелия. Таким образом, в полном согласии с экспериментом [17–19], подвижность обратно пропорциональна квадрату прижимающего поля и не зависит от температуры. В случае вигнеровского кристалла поведение подвижности существенно меняется прежде всего потому, что в зависимости от величины ведущего и прижимающего полей  $E_{\parallel}$  и  $E_{\perp}$ , поперечного магнитного поля, частоты возбуждающего сигнала и температуры двумерная система электронов может как находиться в состоянии так называемого луночного кристалла, образованного электронами и связанными с ними лунками на поверхности гелия, так и проскальзывать относительно поверхнос-

ти [20, 21]. При переходе между этими двумя состояниями подвижность электронов испытывает скачок, который может достигать порядка величины. В интересующем нас случае луночного кристалла, который как раз реализуется в сильных прижимающих полях при слабом ведущем поле и низких частотах, зависимость  $\mu \propto E_{\perp}^{-2}$  в целом сохраняется [15, 22], причем подвижность вигнеровского кристалла также слабо зависит от температуры [9, 12, 15]. Взяв для оценки значение  $\mu = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , полученное при  $n_e = 1.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  и  $T = 70 \text{ мК}$  [12], найдем, что скорости передачи импульса от электронов риплонам и от риплонов фононам сравниваются при  $T \simeq 98 \text{ мК}$  (см. рисунок). Для того чтобы риплон-фононное взаимодействие было определяющей стадией релаксации продольного импульса, измерения должны проводиться при  $T \lesssim 70 \text{ мК}$ . Согласно уравнению (4), частота ведущего поля  $\omega$  при этом не должна превышать  $\tau_{\text{RP}}^{-1} \simeq 1.1 \cdot 10^8 T^5 \text{ К}^{-5}\cdot\text{с}^{-1}$ . При указанной температуре этому соответствует  $\omega/2\pi \lesssim 30 \text{ Гц}$ .

Итак мы видели, что для наблюдения риплон-фононного взаимодействия в жидком гелии по подвижности поверхностных электронов необходимо одновременное выполнение условий

$$\tau_e \ll \frac{m^* n_e}{\rho_{\text{R}}} \tau_{\text{RP}}, \quad (7)$$

$$\omega \tau_{\text{RP}} \lesssim 1. \quad (8)$$

С учетом зависимости эффективной массы  $m^*$  и предельной плотности электронов  $n_e$  от прижимающего поля  $E_{\perp}$ , а также температурной зависимости  $\rho_{\text{R}}$  и  $\tau_{\text{RP}}$  эти условия можно переписать в более удобном для практического применения виде:

$$T^{20/3} E_{\perp}^{-3} \ll 2 \cdot 10^{-7}, \quad (9)$$

$$\omega/2\pi \lesssim 1.5 \cdot 10^7 T^5 \text{ Гц}, \quad (10)$$

где температура выражается в кельвинах, поле – в кВ/см, а частота в герцах.

В экспериментах Доценко и др. [12] условие (9) было выполнено, однако условие (10) нарушалось, так что относительный вклад риплон-фононного взаимодействия в гелии в подвижность электронного кристалла не превышал  $\sim 10^{-5}$ . По-видимому, методика измерения подвижности по затуханию смешанных риплон-фононных мод вигнеровского кристалла принципиально неприменима для наблюдения рассматриваемого эффекта, так как минимальные частоты риплон-фононных мод задаются постоянной решетки кристалла и законом дисперсии риплонов и

поэтому не могут быть меньше  $\sim (\alpha/\rho)^{1/2} n_e^{3/4}$ , где  $\rho = 0.145 \text{ г/см}^3$  – плотность жидкого  ${}^4\text{He}$  при  $T = 0$  [23]. Подвижность двумерной электронной системы может быть также определена по ее продольной проводимости  $\sigma_{xx}$ , измеряемой в геометрии Корбино. Однако в соответствующих экспериментах [8, 9] не выполнялись оба указанных условия, прежде всего, вследствие малости прижимающего поля. В частности, при  $E_{\perp} = 92.5 \text{ В/см}$  неравенства (9), (10) дают  $T \leq 25 \text{ мК}$  и  $\omega/2\pi \lesssim 0.14 \text{ Гц}$ , тогда как измерения проводились на частотах 10 и 100 кГц.

Таким образом, показано, что риплон-фононное взаимодействие в сверхтекучем гелии можно исследовать с помощью поверхностных электронов. Найдены условия, которым должны удовлетворять экспериментальные параметры – температура, частота возбуждающего сигнала, плотность двумерной системы электронов и величина прижимающего электрического поля.

Авторы выражают искреннюю признательность С.С. Соколову и В.Е. Сивокону за плодотворные обсуждения, К. Коно за предоставленные публикации, а также И.С. Ясникову за чтение рукописи и ценные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 09-02-01002-а.

1. В. Б. Шикин и Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, М.: Наука, 1989.
2. В. С. Эдельман, УФН **130**, 675 (1980).
3. M. I. Dykman, P. M. Platzman, and P. Seddighrad, Phys. Rev. B **67**, 155402 (2003).
4. I. B. Mantz, D. O. Edwards, and V. U. Nayak, Phys. Rev. Lett. **44**, 66 (1980); Errata **44**, 1094 (1980).
5. A. I. Safonov, S. S. Demukh, and A. A. Kharitonov, Письма в ЖЭТФ **79**, 362 (2004).
6. P. Roche, G. Deville, K. O. Keshishev et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3316 (1995).
7. M. W. Reynolds, I. D. Setija, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. B **46**, 575 (1992).
8. K. Shirahama, S. Ito, H. Suto, and K. Kono, J. Low Temp. Phys. **101**, 439 (1995).
9. K. Kono and K. Shirahama, in *Two-Dimensional Electron Systems*, ed. E. Y. Andrei, Kluwer Acad. Publ., 1997, p.p. 175–189.
10. E. Wigner, Trans. Faraday Soc. **34**, 678 (1938).
11. C. C. Grims and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **42**, 795 (1979).
12. В. В. Доценко, В. Е. Сивоконь, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, ФНТ **23**, 1028 (1997).
13. V. E. Syvokon, Yu. Z. Kovdrya, and K. A. Nasyedkin, J. Low Temp. Phys. **144**, 35 (2006).

14. Мы отвлекаемся от двукратного различия  $\tau_e$  при высоко- и низкочастотном возбуждении [18], так как неравенство (7), содержащее  $\tau_e$ , носит оценочный характер.
15. M. A. Stan and A. J. Dahm, Phys. Rev. B **40**, 8995 (1989).
16. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, J. Low Temp. Phys. **16**, 193 (1974).
17. C. C. Grims and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
18. P. M. Platzman and G. Beni, Phys. Rev. Lett. **36**, 626 (1976).
19. Б. Н. Есельсон, А. С. Рыбалко, С. С. Соколов, ФНТ **6**, 1120 (1980).
20. K. Shirahama and K. Kono, Phys. Rev. Lett. **74**, 781 (1995).
21. K. Kono and K. Shirahama, Surf. Sci. **361/362**, 826 (1996).
22. R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan et al., Phys. Rev. B **29**, 5239 (1984).
23. G. Deville, J. Low. Temp. Phys. **72**, 135 (1988).