

Перенос носителей в квазиодномерных электронных системах над жидким гелием в условиях сильной локализации

Хидеки Яяма¹, О. И. Киричек², И. Б. Беркутов², Ю. З. Ковдрия²,
Акихиса Томокийо¹

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Kyushu University, Fukuoka 810, Japan

² Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: kovdrya@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 26 мая 1997 г.

Измерена проводимость носителей в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием в температурном интервале 0,5–1,9 К в прижимающих электрических полях до 4 кВ/см на частоте 1,1 МГц. Квазиодномерные каналы реализовывались с использованием дифракционной оптической решетки, покрытой тонким слоем гелия. Проводимость носителей экспоненциально уменьшается с понижением температуры T , энергия активации порядка нескольких градусов, что указывает на локализацию электронов в квазиодномерной электронной системе. При увеличении толщины слоя жидкого гелия, покрывающего решетку, при $T < 0,8$ К наблюдается отклонение от моноэкспоненциальной зависимости, что может свидетельствовать о том, что при этих температурах в подвижности электронов начинают играть роль квантовые эффекты. На основании анализа полученных данных высказано предположение, что в квазиодномерных электронных системах в условиях локализации возможно существование двух ветвей оптической моды плазменных колебаний: высокочастотная ветвь, связанная с колебаниями электронов в потенциальных ямах, и низкочастотная ветвь, обусловленная колебаниями комплексов электрон-лунка с большой эффективной массой.

Виміряно провідність носіїв у квазіодновимірній електронній системі над рідким гелієм у температурному інтервалі 0,5–1,9 К в притискуючих електричних полях 4 кВ/см на частоті 1,1 МГц. Квазіодновимірні канали було реалізовано при використанні оптичної дифракційної ґратки, яка була вкрита тонким шаром гелію. Провідність носіїв експоненціально зменшується з пониженням температури T , енергія активації порядку декількох градусів, що вказує на локалізацію електронів у квазіодновимірній електронній системі. При підвищенні товщини шару рідкого гелію, що вкривав ґратку, при $T < 0,8$ К було спостережено відхилення від моноекспоненційної залежності, що може бути свідченням, що при цих температурах у рухомості електронів починають грати роль квантові ефекти. На підставі аналізу одержаних даних було виказано припущення, що у квазіодновимірних системах в умовах локалізації можливе існування двох гілок оптичної моди плазмових коливань: високочастотна гілка, що пов'язана з коливаннями електронів у потенційних ямах, та низькочастотна гілка, що зумовлена коливаннями комплексів електрон-лунка з великою ефективною масою.

PACS: 67.40.Jg, 73.20.Dx, 73.20.Fz

Исследование поведения носителей в квазиодномерных ($Q1D$) и одномерных ($1D$) электронных системах над жидким гелием представляет большой интерес в связи с тем, что в этом случае возможно реализовать проводящие каналы с малыми поперечными размерами, содержащими 1–10 электронов [1]. Поверхностные электроны (ПЭ) над жидким гелием являются предельно чистой и

однородной низкоразмерной электронной системой, и можно надеяться, что $Q1D$ и $1D$ электронные системы с использованием ПЭ также будут достаточно однородными и совершенными. Квазиодномерные проводящие каналы над жидким гелием были реализованы экспериментально с использованием искривлений поверхности жидкого гелия, затекающего под действием капиллярных

сил в бороздки профилированной подложки [2,3]. Под действием прижимающего электрического поля электроны перемещаются на дно жидкого канала и поэтому могут свободно двигаться только в одном направлении. Особенностью таких каналов является то, что глубина жидкости в бороздках профилированных подложек достаточно велика ($\sim 10^{-4}$ см) и шероховатости подложки не оказывают влияния на поведение электронов. Измерения переноса в таких квазиодномерных системах показали, что подвижность электронов в Q1D каналах может достигать величин, близких к значению подвижности электронов в массивном гелии [4-6]. Однако, как это следовало из экспериментов, с увеличением расстояния H между поверхностью массивного гелия и верхней плоскостью подложки и соответственно уменьшением радиуса кривизны жидкости в бороздках подложки подвижность носителей уменьшается, а ее температурная зависимость начинает сильно отличаться от аналогичной зависимости для ПЭ над массивным гелием. Полученные результаты были объяснены локализацией носителей в потенциальных ямах, возникающих в проводящих каналах под влиянием электронов, которые локализованы над тонкой гелиевой пленкой, находящейся в непосредственной близости к заполненным жидкостью каналам [2,4].

В настоящей работе проведены измерения проводимости электронов над жидким гелием в квазиодномерных каналах в условиях сильной локализации. Измерения проводились в области температур 0,5-1,9 К в интервале плотностей электронов 10^8-10^9 см $^{-2}$ на частоте 1,1 МГц. Используемая в работе экспериментальная ячейка изображена на рис. 1,а. Для получения квазиодномерных жидких каналов использовалась высококачественная стеклянная оптическая решетка 1 размерами 24,4x19,6 мм и толщиной $d = 0,8$ мм (рис. 1,б). Диэлектрическая постоянная стекла, из которого изготовлена решетка, $\epsilon \approx 4$, количество бороздок решетки на ширине 1 см равно 1670. Решетка располагалась над электродами А, В, С, которые поддерживались при нулевом потенциале. Размеры электродов А, В, С составляли соответственно 15,6x9,2; 2x9,2 и 15,6x9,2 мм. На электроды 2 и 3 подавался прижимающий отрицательный потенциал, удерживающий электроны на поверхности жидкого гелия, который смачивал подложку. Для создания электронного пятна с более резким профилем электронной плотности у края использовался охранный электрод 4, находящийся под

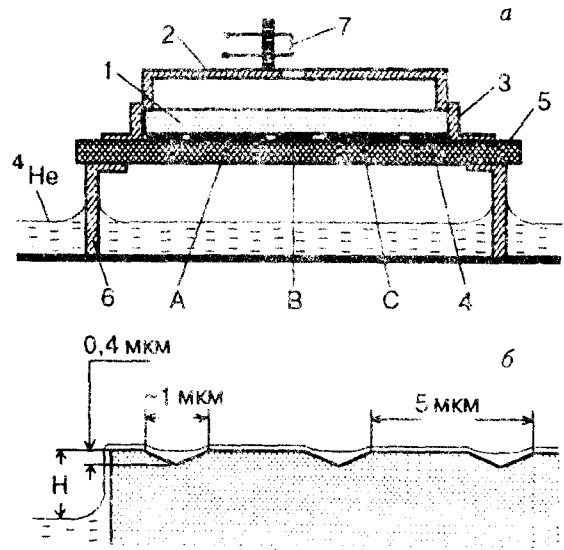


Рис. 1. Измерительная ячейка (а): 1 — оптическая решетка; 2, 3 — прижимающие электроды; 4 — охранный электрод; 5 — фольгированный стеклотекстолит; 6 — медные опоры; 7 — нить накаливания; А, В, С — измерительные электроды. Профиль оптической решетки (б).

отрицательным потенциалом. Электроды 2 и 3 были снабжены двумя противоположно расположенными прорезами шириной $\sim 1,2$ мм для свободного затекания гелия в дрейфовое пространство ячейки и уменьшения возможного температурного градиента между пленкой жидкого гелия на поверхности решетки и массивным гелием. Напряжение от генератора подавалось на электрод А, сигнал, прошедший через ячейку, снимался с электрода С. При таком способе подачи напряжения дрейфовое электрическое поле направлено вдоль жидких каналов. Электрод В был заземлен.

Прошедший через экспериментальную ячейку сигнал усиливался широкополосным предусилителем* и детектировался фазочувствительным детектором. В опытах измеряли сдвиг фазы $\Delta\phi$ и амплитуды сигнала ΔU , которые имели место при зарядке экспериментальной ячейки электронами. Измеренные значения $\Delta\phi$ и ΔU позволили определить действительную G_r и мнимую G_i части кондактанса ячейки. Согласно расчетам, проведенным в [7], величины G_r и G_i определяются действительной ρ_r и мнимой ρ_i частями сопротивления электронного слоя, а также частотой плазменных колебаний в электронной системе ω_p .

Оценки показывают, что в условиях данных измерений в выражениях для G_r и G_i можно

* Авторы выражают благодарность В. В. Доценко за помощь в разработке измерительной системы.

пренебречь слагаемыми, содержащими величину ρ_i . В этом случае выражения для G_r и G_i имеют следующий вид:

$$G_r = -n_s e^2 \sum_{q_n} \Lambda_{q_n} \frac{n_s e^2 \omega^2 \rho_r}{m^2 \tilde{\omega}_p^4 + (n_s e^2 \omega \rho_r)^2}; \quad (1)$$

$$G_i = -n_s e^2 \sum_{q_n} \Lambda_{q_n} \frac{m \omega^2 \omega_p}{m^2 \tilde{\omega}_p^4 + (n_s e^2 \omega \rho_r)^2} + g_0. \quad (2)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона; n_s — средняя плотность электронов в проводящих каналах; ω — круговая частота; $\tilde{\omega}_p$ — плазменная частота в проводящих каналах; q_n — волновой вектор плазменных колебаний; g_0 — кондактанс ячейки в отсутствие электронов. Поскольку плазменная волна может распространяться только в одном направлении, для квазиодномерной системы суммирование в выражениях (1) и (2) производится по волновым векторам колебаний, направленным вдоль проводящих каналов. Величины q_n определяются длиной каналов L_x . Коэффициент Λ_{q_n} для прямоугольной геометрии при наличии квазиодномерных каналов использован из [6].

Оценки, проведенные при обработке экспериментальных результатов, показывают, что для использовавшихся в работе расстояний H суммарное сопротивление всех каналов было велико, так что при этом выполняется условие $m \tilde{\omega}_p^2 \ll n_s e^2 \omega \rho_r$. Кроме того, в опытах было обнаружено, что амплитуда сигнала при заряджении ячейки электронами изменяется всего лишь на несколько процентов, в то время как сдвиг фазы составлял несколько градусов. Это означает, что вкладом электронов в величину G_i можно пренебречь, так что $G_i \approx g_0$. В этом случае величина $\text{tg } \Delta\varphi$, которая определяется отношением величин G_r к G_i , может быть представлена в виде

$$\text{tg } \Delta\varphi \approx \Delta\varphi = -\frac{1}{g_0} \sum_{q_n} \Lambda_{q_n} \sigma, \quad (3)$$

где величина $\sigma = 1/\rho_r$ соответствует проводимости каналов на площади 1 см^2 .

Плотность электронов на поверхности жидкого гелия, смачивающего подложку, определяли из условия полного насыщения заряда. При этом следует отметить, что сигнал от ПЭ появлялся, как правило, начиная с некоторого значения V_{\perp} . Это свидетельствовало о том, что в процессе эксперимента подложка слегка заряжалась. Для определения плотности электронов в каждом эксперименте измерялась зависимость $\Delta\varphi$ от V_{\perp} . При

этом каждый раз при новом значении V_{\perp} , при котором измерялась величина $\Delta\varphi$, производилась подзарядка поверхности жидкости. Зависимость $\Delta\varphi$ от V_{\perp} была практически линейной, при уменьшении напряжения кривая $\Delta\varphi(V_{\perp})$ несколько смещалась, т.е. наблюдался небольшой гистерезис. К сожалению, разброс от опыта к опыту в величине $\Delta\varphi$ при одних и тех же значениях H , V_{\perp} и T составил ~ 30%. Такой разброс, возможно, был обусловлен наличием небольшого количества примесей отвердевших газов на подложке, которое могло меняться от опыта к опыту неконтролируемым заряджением подложки, а также неточностью в установке величины H . Однако в процессе одного эксперимента результаты показывали достаточно хорошую воспроизводимость. Полное число электронов на 1 см^2 поверхности жидкости определялось из условия

$$n_0 = \frac{V_{\perp} - V_{\perp}^k}{eC},$$

где $C = \epsilon/4\pi d$.

На рис. 2 приведены типичные зависимости $\Delta\varphi$ и σ от температуры для величин H равных 1,8 (кривая 1) и 0,8 мм (кривая 2). Видно, что σ тем больше, чем меньше H , причем зависимость σ от T тем круче, чем больше H . Как показывает анализ экспериментальных данных, кривая 1 описывается зависимостью

$$\sigma = \frac{\alpha}{T} \exp(-E/T), \quad (4)$$

где коэффициенты α и E не зависят от температуры. Для кривой 1 эти величины составляют $\alpha = (4 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $E = (6 \pm 0,2) \text{ К}$. Видно, что на кривой 2 наблюдается отклонение от моноэкспоненциальной зависимости. Анализ данных показывает, что эта кривая может быть удовлетворительно описана выражением

$$\sigma = \frac{\alpha}{T} \exp(-E/T) + \frac{\beta}{T} \exp(-E_1/T) \quad (5)$$

с коэффициентами $\alpha = (7,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $E = (5,4 \pm 0,2) \text{ К}$, $\beta = (4 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $E_1 \approx 0,05 \text{ К}$.

Экспериментальные зависимости σ от T свидетельствуют о том, что в Q1D каналах происходит локализация носителей. Как известно, в случае классического термоактивированного движения локализованных носителей проводимость описывается следующим выражением:

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \nu_0 a_0^2}{k_B T} \exp(-E/T), \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана; a_0 — среднее расстояние между потенциальными ямами, в которых локализованы электроны; ν_0 — частота колебаний электронов в потенциальных ямах; E — высота барьера.

Полученные данные позволяют произвести оценку величины ν_0 . Для такой оценки необходимо знать значения n_s и a_0 . При заряджении поверхности гелия, покрывающей подложку, заряжаются как плоские участки тонкой гелиевой пленки, так и жидкие каналы. Как показывает расчет [4], для данного значения H плотность электронов над тонкой гелиевой пленкой примерно в два раза больше плотности электронов над каналами с толстым слоем жидкости. Зная полное число электронов на единице площади поверхности гелия и относительные площади участков тонкой гелиевой пленки и жидких каналов на подложке, можно определить величину n_s . При проведении таких расчетов использовалось условие постоянства потенциала на заряженной поверхности гелия. В связи с тем, что ширина каналов не намного

превышает среднее расстояние между электронами, указанное условие выполняется не совсем точно и расчет величины n_s является приближенным. Величина a_0 , задающая характерный масштаб вариаций потенциального рельефа в жидком канале, определяется средним расстоянием между электронами, локализованными над тонкой гелиевой пленкой. Таким образом, зная n_s и a_0 и используя (6) с соответствующей энергией активации E , можно определить средние частоты колебаний электронов в потенциальных ямах ν_0 , которые для кривых 1 и 2 на рис. 2 оказываются приблизительно равными $\sim 1,0 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

При T меньше 0,8 К на кривой 2 наблюдается отклонение от зависимости, описываемой одной экспонентой. Существуют два возможных объяснения этого эффекта. Первое из них связано с предположением о том, что в $Q1D$ каналах имеются два сорта потенциальных ям различной глубины. Число носителей в более глубоких потенциальных ямах больше по сравнению с числом носителей в потенциальных ямах малой глубины. При относительно высоких температурах основную роль в процессах переноса играют носители в глубоких потенциальных ямах, а при низких температурах, когда их подвижность становится малой, основной вклад в проводимость системы дают электроны в более мелких потенциальных ямах. Второе объяснение наблюдаемого эффекта может быть связано с тем, что при $T < 0,8 \text{ К}$ в подвижности носителей начинают проявляться квантовые эффекты туннелирования электронов из одной потенциальной ямы в другую.

Характерной особенностью рассматриваемой системы является то, что для $Q1D$ каналов, по-видимому, имеется некоторый разброс параметров потенциальных ям. Вероятно, он невелик, поскольку при относительно высоких температурах данные достаточно хорошо описываются экспонентой с одной энергией активации. Тем не менее даже небольшие вариации параметров потенциальных ям или неоднородность в их расположении вдоль канала могут оказать существенное влияние на поведение проводимости носителей в $Q1D$ каналах. В частности, из-за смещения энергетических уровней в потенциальных ямах туннелирование может происходить, если в результате флуктуаций энергетические уровни в соседних потенциальных ямах совпадут. При этом следует иметь в виду, что локализованные в $Q1D$ каналах электроны будут образовывать на поверхности жидкого гелия лунки (риплонные поляроны). Если же учесть, что в потенциальной яме может

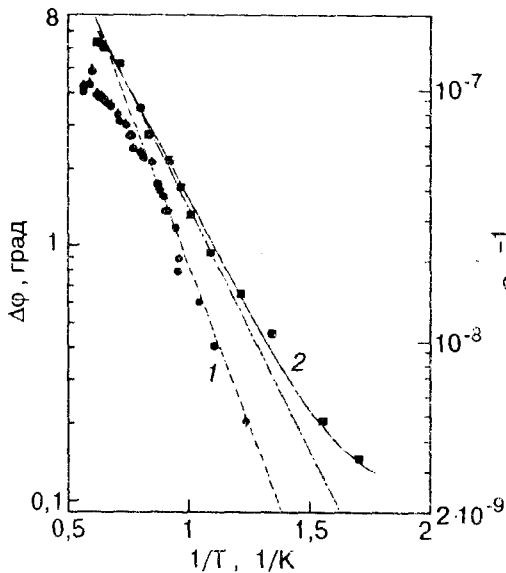


Рис. 2. Зависимости сдвига фазы $\Delta\phi$ для сигнала, прошедшего через экспериментальную ячейку, и проводимости электронов σ в $Q1D$ каналах от температуры: $n_s = 6,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. $H = 1,8$ (●) и $0,8$ (■) мм. Зависимость $\sigma = (\alpha/T) \exp(-E/T) \text{ Ом}^{-1}$: пунктирная линия — $\alpha = (4 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $E = (6 \pm 0,2) \text{ К}$; штрих-пунктирная линия — $\alpha = (7,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $E = (5,4 \pm 0,2) \text{ К}$; сплошная линия — $\sigma = (\alpha/T) \exp(-E/T) + (\beta/T) \exp(-E_1/T) \text{ Ом}^{-1}$, $E = (5,4 \pm 0,2) \text{ К}$, $E_1 = 0,05 \text{ К}$, $\alpha = (7,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$, $\beta = (4 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{К}$.

находиться несколько потенциальных уровней, то картина еще более усложнится.

В работе [8], в которой рассматривалась диффузия D примесей ${}^3\text{He}$ в кристаллах твердого гелия, было показано, что при понижении температуры вследствие квантовых эффектов зависимость D от T становится более слабой по сравнению с зависимостью, отвечающей классическому активационному движению частиц. Возможно, наблюдаемые в настоящей работе эффекты в какой-то степени аналогичны эффектам, рассматриваемым в [8], с той лишь оговоркой, что в данном случае разброс параметров потенциальных ям может привести к дополнительному усложнению картины. Наконец, отметим, что переход частицы из одной потенциальной ямы в другую может происходить с поглощением и испусканием риплонов. К сожалению, в настоящее время теории этого явления нет и количественное сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами не представляется возможным.

Как уже было сказано, в данных экспериментах выполнялось условие $m\tilde{\omega}_p^2 \ll n_s e^2 \omega_p$. Это соотношение дает возможность оценить верхний предел величины $\tilde{\omega}_p$, которая оказывается в данном случае ~ 1 ГГц. Это значение на один-два порядка меньше характерной частоты колебаний электронов в потенциальных ямах ν_0 . Такая оценка не противоречит данным работы [6], в которой было показано, что для использованной решетки максимальное значение $\tilde{\omega}_p$ не превышает ~ 900 МГц. Тот факт, что $\tilde{\omega}_p$ оказывается существенно меньше величины ν_0 , обусловлен тем, что электроны, локализованные в потенциальных ямах, образуют на поверхности жидкого гелия лунки [9], при этом эффективная масса комплекса электрон-лунка m^* много больше массы свободного электрона.

Как показано в [10], в одномерных электронных системах существует продольная ветвь плазменных колебаний с законом дисперсии

$$\omega_p \approx \frac{2e^2 k}{m a} \ln \frac{1}{k a},$$

где k — волновой вектор колебаний; a — среднее расстояние между электронами. В соответствии со сказанным выше, в $Q1D$ каналах в условиях локализации на поверхности жидкого гелия могут существовать две оптические моды плазменных колебаний. Высокочастотная мода обусловлена колебаниями электронов, и ее закон дисперсии имеет вид

$$\omega_p^2 = (2\pi\nu_0)^2 + \omega_p^2. \quad (7)$$

Низкочастотная мода связана с колебаниями комплексов электрон-лунка и ее закон дисперсии определяется выражением

$$\tilde{\omega}_p^2(k) = \omega_\alpha^2 + \frac{2e^2 k}{m^* a} \ln \frac{1}{k a}, \quad (8)$$

где ω_α — частота колебаний комплексов электрон-лунка в потенциальных ямах. В связи с разбросом параметров потенциальных ям спектры плазменных колебаний (7), (8) будут, по-видимому, иметь некоторую дисперсию. Однако, поскольку экспериментальные данные о проводимости в $Q1D$ каналах хорошо описываются экспоненциальным законом (по крайней мере при $T > 0,8$ К), параметры потенциальных ям несильно отличаются друг от друга и можно надеяться, что дисперсия в спектрах будет не очень велика. Экспериментальное наблюдение таких мод плазменных колебаний представило бы большой интерес.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в квазиодномерных электронных системах над жидким гелием в условиях локализации проводимость электронов экспоненциально уменьшается с понижением температуры с энергией активации порядка нескольких градусов. При температурах $T < 0,8$ К для зависимостей σ от T , соответствующих небольшим значениям H , наблюдается отклонение зависимости $\sigma(T)$ от экспоненциальной, которое обусловлено, по-видимому, либо существованием двух сортов носителей с различными энергиями активации, либо туннелированием электронов в соседние потенциальные ямы. На основании анализа полученных результатов предсказывается, что в $Q1D$ каналах в условиях локализации могут существовать две оптические моды плазменных колебаний: высокочастотная с предельной частотой колебаний электронов в потенциальных ямах и низкочастотная ветвь, предельная частота которой определяется колебаниями в потенциальных ямах массивных комплексов электрон-лунка.

Авторы выражают благодарность В. Н. Григорову за интерес к работе и обсуждение результатов.

1. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986).
2. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
3. О. И. Киричек, Ю. П. Монарха, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993).
4. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, and P. K. H. Sommerfeld, *Czech. J. Phys.* **46-S1**, 347 (1996).
5. Hideki Yuyama and Akihisa Tomokiyo, *Czech. J. Phys.* **46-S1**, 353 (1996).
6. В. А. Николаенко, Х. Яяма, Ю. З. Ковдря, А. Томокийо, *ФНТ* **23**, 642 (1997).

7. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, O. I. Kirichuk, S. S. Sokolov, and V. N. Grigor'ev, *J. Low Temp. Phys.* **81**, 371 (1991).
8. Yu. Kagan, *J. Low Temp. Phys.* **87**, 571 (1992).
9. Yu. Z. Kovdrya, F. F. Mende, and V. A. Nikolaenko, *Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 1129 (1984).
10. A. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 275 (1980).

Carrier transport in quasi-one-dimensional electron systems over liquid helium under strong localization

Hideki Yayama, O. I. Kirichuk, I. B. Berkutov, Yu. Z. Kovdrya, and Akihisa Tomokiyo

The carrier conductivity in a quasi-one-dimensional electron system over liquid helium was measured at 0.5–1.9 K in pressing electric fields up to

4 kV/cm at 1.1 MHz. Quasi-one-dimensional channels were realized using an optical diffraction grating with a thin liquid helium coating. The carrier conductivity decreased exponentially with lowering temperature T , the activation energy being of several degrees. This suggests electron localization in the quasi-one-dimensional system. As the thickness of the liquid helium layer on the grating was increased, the exponential dependence changed at $T < 0.8$ K, which may indicate that quantum effects start to contribute to the electron mobility at these temperatures. From the analysis of the data obtained we can suggest that two branches of the optical plasma mode are possible in quasi-one-dimensional electron systems under localization conditions: a high-frequency branch related to the electron oscillations in potential wells and a low-frequency branch generated by oscillations of the complexes electron-dimple of large effective mass.