

# Неомическая проводимость при переходе от слабой к сильной локализации в структурах GaAs/InGaAs с двумерным электронным газом

© А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков<sup>¶</sup>, О.Э. Рут, А.В. Германенко,  
Б.Н. Звонков\*, Е.А. Ускова\*, А.А. Бирюков\*

НИИ физики и прикладной математики при Уральском государственном университете им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия

\* Научно-исследовательский физико-технический институт  
при Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 18 сентября 2002 г. Принята к печати 30 октября 2002 г.)

Приведены исследования зависимостей проводимости от температуры и напряженности электрического поля в широком диапазоне значений проводимости (от  $\sigma \ll e^2/h$  до  $\sigma \gg e^2/h$ ) на структурах GaAs/InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом. Показано, что температурная зависимость омической проводимости не является достаточным критерием для определения механизма проводимости. Исследования неомической проводимости дают возможность определить диапазон значений низкотемпературной проводимости, когда диффузионный механизм проводимости сменяется прыжковым. Показано, что в исследованных структурах при увеличении беспорядка проводимость остается диффузионной вплоть до значений низкотемпературной проводимости, много меньшей, чем  $e^2/h$ .

Увеличение степени беспорядка ( $\delta$ ) или уменьшение уровня Ферми ( $E_F$ ) приводит при низких температурах к изменению механизма проводимости: от диффузионной проводимости электронов при  $E_F/\delta > 1$  к прыжковой — при  $E_F/\delta < 1$ . Этот переход достаточно просто установить в трехмерных системах [1]. Ситуация в двумерных (2D) системах существенно сложнее, поскольку в этом случае при диффузионной проводимости относительное значение квантовых поправок к проводимости значительно больше, они отрицательны и их увеличение при уменьшении температуры может приводить к уменьшению проводимости  $\sigma(T)$  до значений много меньших друдевской проводимости  $\sigma_0 = \pi G_0 k_F l$ ,  $G_0 = e^2/(\pi \hbar) = 1.23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ ,  $k_F$  — квазиимпульс на уровне Ферми,  $l$  — длина свободного пробега. В этих условиях наблюдается сильная температурная зависимость  $\sigma(T)$  даже при диффузионном механизме проводимости. Этот режим проводимости мы будем называть режимом слабой локализации, несмотря на то что значение поправок сравнимо с друдевской проводимостью. Ясно, что увеличение степени беспорядка рано или поздно приведет к смене механизма проводимости — к переходу к прыжковой проводимости (режим сильной локализации), однако значения параметров, при которых происходит такой переход, достоверно не известны.

В режиме слабой локализации при низкой температуре основной вклад в температурные и полевые зависимости дают квантовые поправки к проводимости. Когда величина  $k_F l$  не очень велика, они при достаточно низкой температуре могут быть сравнимы с величиной самой проводимости и таким образом приводить к сильной зависимости  $\sigma(T)$  [2]. В этом случае, согласно самосогласованной теории слабой локализации [3],

температурная зависимость проводимости в двумерном случае должна описываться следующим выражением:

$$\Delta \Sigma(T) = \sigma_0/G_0 + \ln(\sigma_0/G_0) - [\sigma(T)/G_0 + \ln(\sigma(T)/G_0)] = K \ln(T), \quad (1)$$

где  $G_0 = e^2/h$ ,  $K$  — коэффициент. При больших значениях проводимости  $\sigma \gg G_0$  зависимость (1) переходит в обычную логарифмическую зависимость  $\sigma_0 - \sigma(T) \propto \ln(T)$  [4].

Принято считать, что переход к прыжковой проводимости происходит, когда проводимость становится меньше величины  $G_0$  и появляется достаточно сильная температурная зависимость сопротивления  $\rho$  вида

$$\rho = \rho_0(T)^m \exp(T_0/T)^\gamma, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  — постоянная, зависящая от параметров образца,  $m = 0-1$ , а показатель степени  $\gamma$  равен 0.3 или 0.5, в зависимости от соотношения между кулоновской щелью и  $k_B T$ . Насколько нам известно, именно эти критерии использовались во всех работах в качестве аргументов, подтверждающих прыжковый механизм проводимости [5,6].

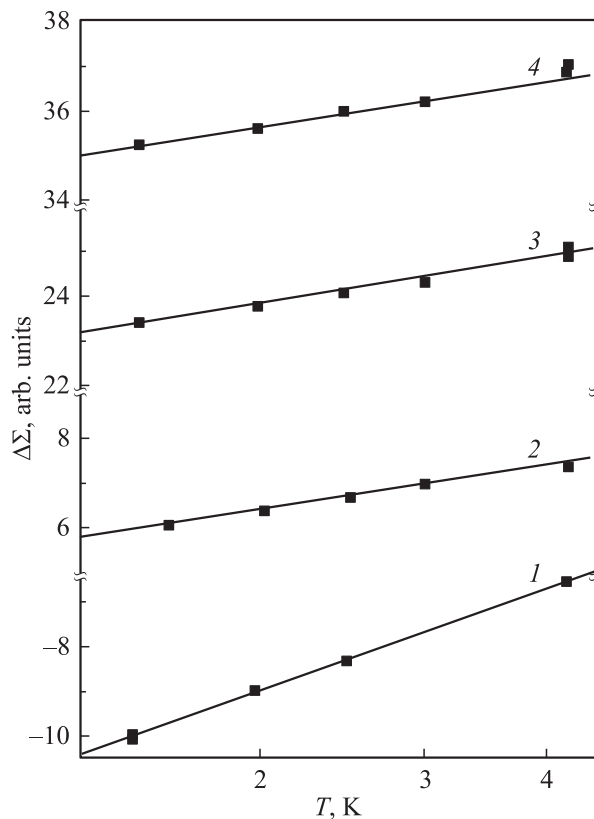
В данной работе показано, что анализ лишь температурной зависимости проводимости не дает возможности однозначно определить условия, при которых происходит переход от диффузионной к прыжковой проводимости. Однако дополнительную информацию можно получить из исследования нелинейных эффектов в сильном электрическом поле. В частности, в работе показано, что механизм проводимости остается диффузионным до весьма малых значений проводимости порядка  $0.1G_0$ .

<sup>¶</sup> E-mail: grigori.minkov@usu.ru

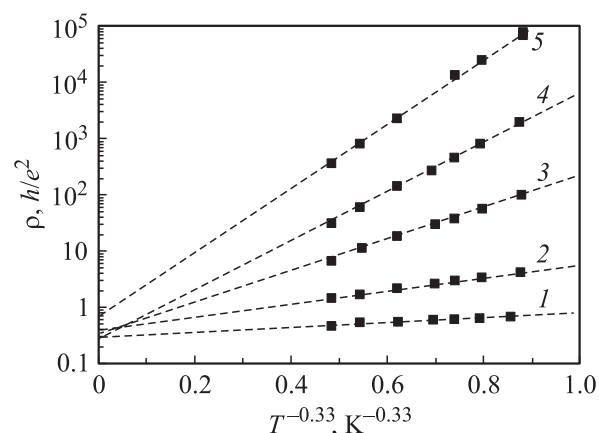
В данной работе исследована проводимость структур GaAs/InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом при температуре 1.5–10 К, в сильных электрических полях  $E$  до 10 В/см. Образцы были выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии и имели следующую структуру: на полуизолирующей подложке GaAs выращены буферный слой чистого GaAs толщиной 200 нм, квантовая яма InGaAs (8 нм) с концентрацией индия 20% и покрывающий слой чистого GaAs (200 нм). С обеих сторон от квантовой ямы на расстоянии 9 нм были расположены легирующие  $\delta$ -слои кремния. В данной работе рассмотрены три образца с различным уровнем легирования. Значения темновой проводимости при температуре 1.5 К и концентрация составляют соответственно:  $\sigma = 10^{-4}G_0$ ,  $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $\sigma = 2G_0$ ,  $n = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $\sigma = 20G_0$ ,  $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Измерения проводились на постоянном токе, на холловских мостиках шириной  $b = 0.5 \text{ мм}$  и с расстоянием между потенциальными контактами  $L = 1 \text{ мм}$ . Сопротивление образцов изменялось при помощи подсветки. При этом эффект замороженной фотопроводимости позволял плавно менять проводимость в интервалах  $(10^{-4} - 20)G_0$ ,  $(2 - 30)G_0$ ,  $(20 - 100)G_0$  при 1.5 К для трех исследованных образцов соответственно. Оценки показывают, что во всем диапазоне исследований электрическое поле  $E$  не приводит к разогреву решетки.

Температурная зависимость  $\Delta\Sigma(T)$  в соответствии с выражением (1) представлена на рис. 1. Видно, что при проводимости  $\sigma > 10G_0$ , когда проводимость бесспорно является диффузионной, наклон  $K$  зависимости  $\Delta\Sigma(T)$  от  $\ln T$  близок к 1.5. Этот наклон соответствует суммарному вкладу интерференционной поправки и поправки за счет электрон-электронного взаимодействия [2,4]. Однако такая зависимость  $\sigma(T)$  и наклон сохраняются до весьма малых значений проводимости  $\sigma \approx 0.01G_0$ , и только при дальнейшем уменьшении проводимости величина  $K$  начинает расти (см. далее). Параметром, характеризующим состояние образца, будем считать величину проводимости при температуре 1.5 К. Конечно, лучше использовать более физический параметр, например величину  $k_F l$ , но при низких величинах проводимости возникает значительная ошибка в ее определении. Из качественного согласия эксперимента с теоретической зависимостью (1) можно было бы сделать вывод о том, что механизм проводимости везде остается диффузионным и только при самых низких значениях проводимости, где увеличивается наклон  $K$ , начинается переход к прыжковому механизму.

Однако если рассмотреть эти же данные с точки зрения прыжковой проводимости, то видно, что вывод о типе проводимости сделать не так просто. Перестроим температурные зависимости при значениях проводимости, меньших  $10G_0$ , в масштабе: логарифм сопротивления от  $T^\gamma$  в соответствии с выражением (2). Надежно определить значение  $\gamma$  в не очень широком интервале температур невозможно, и оно взято равным 0.33,



**Рис. 1.** Температурные зависимости проводимости при различной степени засветки, рассчитанные в соответствии с (1). Значения проводимости при  $T = 1.5 \text{ К}$   $\sigma/G_0$ : 1 —  $4 \cdot 10^{-5}$ , 2 — 4.5, 3 — 20.5, 4 — 30.



**Рис. 2.** Температурные зависимости сопротивления от  $T^{-0.33}$  при различной степени засветки. Проводимость при 1.5 К  $\sigma/G_0$ : 1 — 4.5, 2 — 0.7, 3 —  $3 \cdot 10^{-2}$ , 4 —  $1.5 \cdot 10^{-3}$ , 5 —  $4 \cdot 10^{-5}$ .

как в большинстве работ по прыжковой проводимости в 2D случае. Как видно из рис. 2, экспериментальные данные прекрасно спрямляются в этом масштабе, т.е. описываются также и с точки зрения прыжкового механизма проводимости. Во всех известных нам

работах [5,6] это являлось единственным критерием прыжкового механизма проводимости и, как показано выше, весьма неоднозначным. Следует отметить, что, как и в большинстве этих работ, точка экстраполяции значений  $\rho$  к  $T = \infty$ , т.е. величина  $\rho_0$  в формуле (2), в широком диапазоне проводимостей не зависит от параметров образца. Такая универсальность величины  $\rho_0$  противоречит общепринятой теории прыжковой проводимости [1]. Для качественного объяснения универсальности  $\rho_0$  был предложен нефононный механизм прыжковой проводимости — *electron-electron interaction assistant hopping conductivity* [6,7]. И только при самой низкой проводимости  $\sigma < 10^{-3}G_0$  точка экстраполяции начинает расти в соответствии с предсказанием общепринятой теории прыжковой проводимости.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что в диапазоне значений низкотемпературной проводимости  $\sim (4-10^{-4})G_0$  температурная зависимость проводимости хорошо описывается как в рамках прыжкового, так и диффузионного механизмов проводимости, так что однозначно установить механизм проводимости по зависимостям  $\sigma(T)$  нельзя.

Рассмотрим изменение проводимости с ростом электрического поля  $E$ . В наших условиях „узким местом“ при передаче энергии от электронной системы к термостату является электрон-фононное взаимодействие. При этом, если скорость передачи энергии внутри электронной системы больше скорости передачи энергии от электронной системы к термостату, в электронной системе устанавливается новая функция распределения с эффективной электронной температурой  $T_e$ . Оценки показывают, что в наших условиях время установления равновесия в электронной системе на несколько порядков меньше характерного времени электрон-фононного взаимодействия. При низких температурах, в диффузионном режиме проводимость зависит только от температуры электронной системы  $T_e$ , поэтому, сравнивая зависимость проводимости от температуры и электрического поля, можно восстановить зависимость  $T_e$  от приложенного электрического поля или мощности на единицу площади образца  $P = UI/S$ , где  $U$  — падение напряжения на потенциальных контактах,  $I$  — ток через образец, а  $S = Lb$ . В стационарных условиях мощность  $P$  равна скорости релаксации энергии электронов, которая для различных механизмов взаимодействия с фононами рассчитывалась в работах [8,9]. В области прыжковой проводимости  $\sigma$  зависит не только от  $T_e$ , но и от температуры решетки  $T$ . Кроме того, появляется новый механизм изменения проводимости с ростом электрического поля — ударная ионизация. Поэтому, если мы будем одинаково обрабатывать экспериментальные зависимости  $\sigma(T)$ ,  $\sigma(E)$ , начиная с диффузионной области, в точке перехода к прыжковой проводимости зависимость  $P(T_e)$  должна существенно измениться.

Исходные вольт-амперные характеристики для трех различных значений проводимости представлены на рис. 3. Видно, что нелинейность тем сильнее, чем ниже

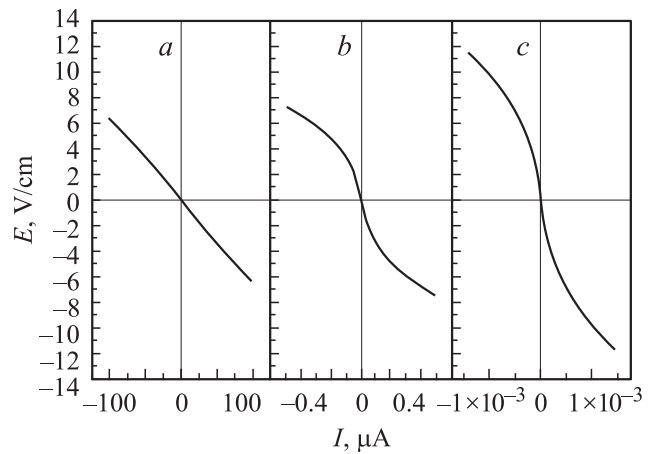


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ( $T = 1.5$  К) для образцов с проводимостью  $\sigma/G_0$ :  $a - 20.5$ ,  $b - 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $c - 4 \cdot 10^{-5}$ .

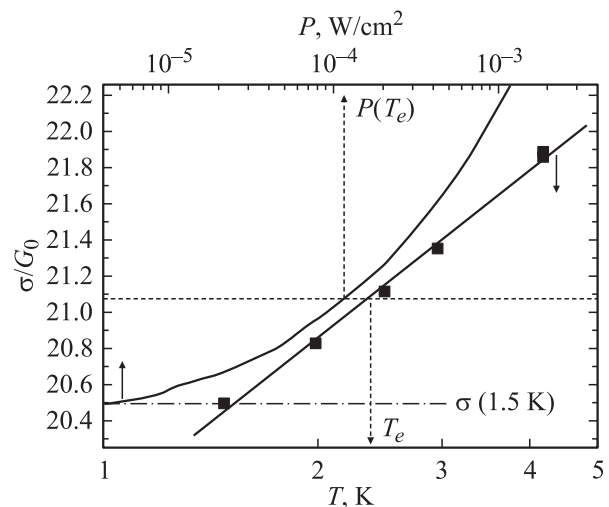
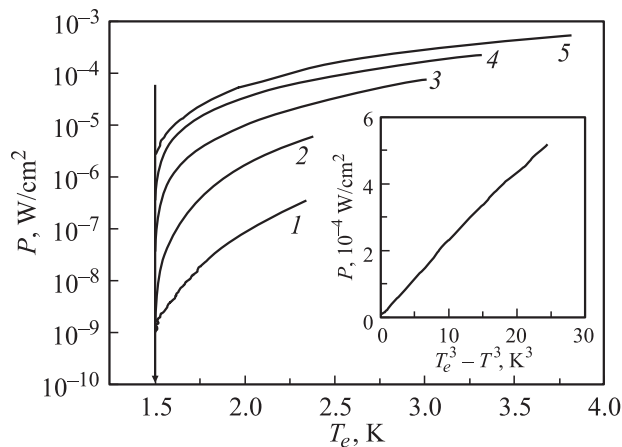
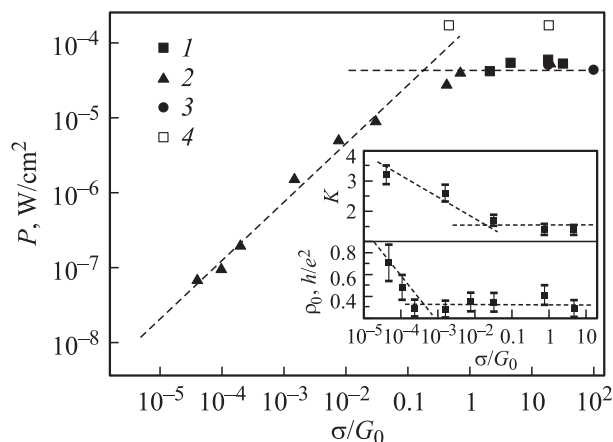


Рис. 4. Сопоставление зависимостей проводимости от температуры  $T_e$  и от приложенной к образцу мощности  $P$  при  $T = 1.5$  К. Стрелками показаны оси, к которым относятся кривые. Пунктирные прямые демонстрируют способ определения  $T_e$ . Штрихпунктирная — значение проводимости в слабом электрическом поле при  $T = 1.5$  К.

проводимости. Рассмотрим сначала состояние с большой проводимостью  $\sigma > 10G_0$ . В этом случае, как показывают подробные исследования квантовых поправок [2], проводимость бесспорно является диффузионной. При  $k_B T \ll E_F$  (что выполняется во всех исследованных структурах) температурная зависимость проводимости определяется квантовыми поправками, т.е. проводимость зависит только от  $T_e$ , но не от температуры решетки  $T$ . Тогда, как показано на рис. 4, сопоставляя зависимость проводимости от температуры и от приложенной мощности  $P$ , можно определить зависимость мощности, необходимой для разогрева электронной системы до температуры  $T_e$  при фиксированной температуре решетки



**Рис. 5.** Зависимости мощности, необходимой для разогрева электронной системы, от температуры  $T_e$  при различном уровне засветки. Проводимость для каждой кривой при  $T = 1.5$  К  $\sigma/G_0$ : 1 —  $4 \cdot 10^{-5}$ , 2 —  $1.5 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $3.1 \cdot 10^{-2}$ , 4 — 0.73, 5 — 20.5. На вставке — зависимость  $P$  от  $T_e^3 - T^3$  для образца с проводимостью  $\sigma(1.5 \text{ К})/G_0 = 20.5$ .



**Рис. 6.** Зависимость мощности, необходимой для разогрева электронной системы на  $\Delta T_e = 0.5$  К при температуре  $T = 1.5$  К, в зависимости от  $\sigma$  ( $T = 1.5$  К). 1–3 — наши данные, 4 — из статьи [6]. На вставке — зависимость  $\rho_0$  и  $T$  от  $\sigma$  ( $T = 1.5$  К).

ки  $T$ . Этот метод широко используется для определения зависимости  $P(T, T_e)$  (см., например, [6]).

Зависимости мощности  $P$ , необходимой для разогрева носителей до температуры  $T_e$  при температуре решетки  $T = 1.5$  К, приведены на рис. 5. Видно, что при малых мощностях  $P$  величина  $T_e$  практически не зависит от приложенной мощности, а затем выходит на степенную зависимость. В структурах на основе полупроводников  $A^{III}B^V$ , при низких температурах ( $T, T_e < 20$  К) основным механизмом релаксации энергии электронов является взаимодействие с пьезоэлектрическим потенциалом акустических фононов. Для этого механизма теория предсказывает следующую зависимость:  $P \propto A(T_e^\alpha - T^\alpha)$ , где  $A$  — коэффициент, зависящий от параметров ма-

териала, а значение  $\alpha = 3$  или 5 в зависимости от соотношения между волновым вектором тепловых поперечных фононов и длиной экранирования [8,9]. На вставке к рис. 5 показана мощность, необходимая для разогрева электронов до температуры  $T_e$ , в зависимости от  $(T_e^3 - T^3)$ . Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются при  $\alpha = 3$ . Такое же значение  $\alpha$  было получено в работе [10] при исследовании гетероструктур GaAs/AlGaAs. Отметим, что экспериментально определенное значение  $\alpha$  меньше теоретического. Возможно, это связано с особенностями фононного спектра в напряженной решетке, из-за несовпадения решеток GaAs и InGaAs. В данной работе мы не будем количественно обсуждать скорость релаксации энергии в области диффузионной проводимости, а рассмотрим лишь зависимость  $P$  от величины низкотемпературной проводимости (т.е. от степени беспорядка).

Рассмотрим влияние сильного электрического поля при меньших значениях проводимости. Зависимости  $T_e$  от  $P$  для всех значений проводимости были определены описанным ранее способом. Проанализируем зависимость мощности  $P(\Delta T_e, \sigma)$ , необходимой для разогрева электронов на некоторое фиксированное значение  $\Delta T_e = T_e - T = 0.5$  К, в зависимости от величины проводимости (рис. 6). Видно, что в диапазоне проводимостей от  $100G_0$  до  $\sim 10G_0$ , где проводимость бесспорно является диффузионной [2], зависимость  $P(0.5, \sigma)$  слабо зависит от величины проводимости. Обратим внимание, что величина  $P(0.5, \sigma)$  мало изменяется и при дальнейшем уменьшении  $\sigma/G_0$  вплоть до значений  $\sim 0.1$ .

Как видно из рис. 6, резкое уменьшение  $P(0.5, \sigma)$  наблюдается при  $\sigma/G_0 < 0.01$ . Аналогичный излом на зависимости  $P(\sigma)$  при  $\sigma = (0.1-0.01)G_0$  наблюдается и при других значениях  $\Delta T_e, T$ . Уменьшение  $P(0.5, \sigma)$  может быть связано с переходом к прыжковой проводимости. В этом случае сильное электрическое поле приводит не только к изменению  $T_e$ , но и к росту концентрации свободных носителей за счет ударной ионизации локализованных электронов, что и должно привести к уменьшению  $P(\sigma)$ , определенной таким методом. Другой причиной уменьшения  $P(\sigma)$  может быть появление макроскопических неоднородностей при малых значениях проводимости. В этом случае эффективная площадь образца становится меньше (вся мощность рассеивается на участках с максимальным сопротивлением), что и приводит к видимому уменьшению  $P(\sigma)$ . Отсутствие зависимости  $P$  от  $\sigma$  при уменьшении  $\sigma(1.5 \text{ К})$  до величины  $0.3G_0$  наблюдалось и в работе [6]. Однако авторы полагали, что переход к прыжковой проводимости происходит при  $\sigma(1.5 \text{ К}) < (2-3)G_0$ , поэтому для объяснения постоянства  $P$  в диффузионной и прыжковой областях предполагали, что в исследованных структурах реализуется не обычный фононный механизм прыжковой проводимости, а *electron-electron interaction assistant hopping conductivity* [6,7].

На наш взгляд, отсутствие зависимости  $P(\sigma)$  при  $\sigma(1.5 \text{ К}) > 0.1G_0$  и резкое падение  $P(\sigma)$  при

$\sigma < 0.01G_0$  однозначно показывают, что проводимость остается диффузионной даже при значениях низкотемпературной проводимости порядка  $0.1G_0$ . Этот вывод согласуется и с результатами, приведенными на вставке к рис. 6 — отклонение значения коэффициента  $K$  в выражении (1) от величины 1.5, соответствующей вкладу квантовых поправок, наблюдается также при значении  $\sigma(1.5\text{ K})/G_0 < 0.01$ . Отметим, что возрастание величины  $\rho_0$  (2) при уменьшении  $\sigma$ , что соответствует обычному механизму прыжковой проводимости, происходит при еще более низких значениях  $\sigma(1.5\text{ K})/G_0$ , как видно из данных, представленных на вставке к рис. 6.

Таким образом, проведенные исследования зависимости проводимости от температуры и напряженности электрического поля в широком диапазоне значений проводимости показывают следующее. Температурная зависимость омической проводимости не является достаточным критерием для определения механизма проводимости; исследования неомической проводимости дают возможность определить диапазон значений низкотемпературной проводимости, когда диффузионный механизм проводимости сменяется прыжковым. Показано, что в структурах GaAs/InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом при увеличении беспорядка проводимость остается диффузионной вплоть до значений низкотемпературной проводимости, много меньшей, чем значение  $e^2/h$ .

Работа поддержана грантами РФФИ № 0-02-16215, № 01-02-06471, № 01-02-17003, программами „Физика твердотельных наноструктур“, „Университеты России — фундаментальные исследования“ (грант УР.06.01.002) и грантом REC-005 Американского фонда поддержки и развития гражданских исследований независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF).

## Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [2] G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, A.A. Birukov. *Phys. Rev. B*, **65**, 235 322 (2002).
- [3] D. Vollhardt, P. Woelfle. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 842 (1980); *Phys. Rev. B*, **22**, 4666 (1980).
- [4] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron-electron Interactions in Disordered Systems* (Elsevier Science Publishers B.V., 1985) p. 1.
- [5] H.W. Jiang, C.E. Jonson, K.L. Wang. *Phys. Rev. B*, **46**, 12 830 (1992); T. Wang, K.P. Clark, G.F. Spenser, A.M. Mack, W.P. Kirk. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 709 (1994); C.H. Lee, Y.H. Chang, Y.W. Suen, H.H. Lin. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 629 (1998); F.V. Van Keuls, X.L. Hu, H.W. Jiang, A.J. Dahm. *Phys. Rev. B*, **56**, 1161 (1997); H.W. Jiang, C.E. Jonson, K.L. Wang, S.T. Hannahs. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, (1993).
- [6] M.E. Gershenson, Yu.B. Khavin, D. Reuter, P. Schafmeister, A.D. Wieck. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1718 (2000).
- [7] S. Marnieros, L. Bergè, A. Juillard, L. Dumoulin. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2469 (2000).
- [8] P.J. Price. *J. Appl. Phys.*, **53**, 6863 (1982).
- [9] E. Chow et al., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1143 (1996); D.V. Khveshchenko, M. Reizer. *Phys. Rev. B*, **56**, 15 822 (1997).
- [10] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **21**, 2096 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

## Nonohmic conductivity under transition from weak to strong localization in GaAs/InGaAs heterostructure with two-dimensional electron gas

A.A. Sherstobitov, G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, B.N. Zvonkov\*, E.A. Uskova\*, A.A. Birukov\*

Institute of Physics and Applied Mathematics,  
Ural State University,  
620083 Ekaterinburg, Russia  
\* Physical-Technical Research Institute,  
University of Nizhni Novgorod,  
603600 Nizhni Novgorod, Russia

**Abstract** Transport measurements on GaAs/InGaAs/GaAs structures with two-dimensional electron gas at different temperature and electric field in wide conductivity range (from  $\sigma \ll e^2/h$  to  $\sigma \gg e^2/h$ ) are carried out. It is shown that temperature dependence of ohmic conductivity is not a sufficient criterion for determining the conductivity mechanism. Study of the nonohmic conductivity makes it possible to find the range of low-temperature conductivity, where diffusion mechanism is changed by the hopping one. It is shown that in structures investigated the conductivity mechanism remains diffusive down to low-temperature conductivity values significantly less than  $e^2/h$ .