1988 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 22, N 10

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В AlGaAs/GaAs

Савельев И. Г., Полянская Т. А.

В интервале температур $2 \leqslant T \leqslant 100$ К проведены исследования проводимости и отрицательного магнитосопротивления (ОМС) двумерного электронного газа (2МЭГ) на гетерогранице AlGaAs/GaAs, в том числе в условиях частичного снятия вырождения 2МЭГ и в условиях замороженной фотопроводимости. На основе анализа ОМС определены величина и зависимость от температуры времени релаксации фазы волновой функции электрона τ_φ. Показано, что эти данные и температурная зависимость проводимости в магнитном поле $H=1.5$ кГс и при $H=0$ согласуются между собой в рамках теории квантовых поправок, что позволило определить константы электрон-электронного взаимодействия. Показано также, что время τ_φ определяется суммой двух вкладов с разной температурной зависимостью: $\tau_{\varphi 1}^{-1} \sim T$ и $\tau_{\varphi 2}^{-1} \sim T^2$. Исследование эффекта разогрева 2МЭГ в области температур, где $\tau_\varphi \simeq \tau_{\varphi 2}$, позволило установить, что это время определяется электрон-электронными, а не электрон-фононными (как в металлических пленках) взаимодействиями. Зависимости $\tau_{\varphi 1}$ и $\tau_{\varphi 2}$ от сопротивления и концентрации 2МЭГ согласуются с теоретическими представлениями о временах, определяемых электрон-электронным взаимодействием с малой (для $\tau_{\varphi 1}$) и большой (для $\tau_{\varphi 2}$) передачей импульса.

Анализ отрицательного магнитосопротивления в проводниках с квазиметаллической проводимостью, в том числе в полупроводниковых структурах с двумерным электронным газом (2МЭГ), дает новый метод измерения характеристических времен носителей тока. В частности, он позволяет определить время релаксации фазы волновой функции из-за квазиупругого рассеяния частиц. Соотношение τ_φ с другими характерными временами — τ_{in} (среднее время между неупругими столкновениями) и τ_ε (время энергетической релаксации) рассматривается в ряде работ (см. обзоры [1, 2]). При больших передачах энергии в акте взаимодействия $\omega \simeq \hbar/\tau_{\text{in}} \simeq \varepsilon$ (ε — энергия квазичастицы), $\tau_\varphi \simeq \tau_{\text{in}} \simeq \tau_\varepsilon$ (случай, характерный для металлов и трехмерных полупроводников). При малых передачах энергии (случай, характерный для двумерных систем) $\omega \simeq \hbar/\tau_\varphi \ll \varepsilon$,

$$\tau_\varphi \simeq \tau_{\text{in}} \ll \tau_\varepsilon.$$

Время τ_φ может определяться электрон-электронным (e-e) или электрон-фононным взаимодействием (неупругие времена, связанные с поворотом спина или междолинными перебросами, требуют особого рассмотрения).

В нашей предыдущей работе [3] показано, что при $T \leqslant 4.2$ К в 2МЭГ на гетерогранице AlGaAs/GaAs экспериментальные температурные и магнитополевые зависимости проводимости хорошо описываются теорией квантовых поправок (ТКП), справедливой в области сильного вырождения, когда

$$\varepsilon_F/kT \geqslant 10 \tag{1}$$

(ε_F — уровень Ферми):

$$\frac{\sigma(H, T_2) - \sigma(H, T_1)}{G_0} = A(H) \ln (T_2/T_1), \tag{2}$$

$$\Delta\sigma^L(H)/G_0 = (1-\beta) f_2 (4L_\varphi^2/L_H^2), \tag{3}$$

где $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$, D — коэффициент диффузии, $L_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина,

$$f_2(x) = \ln x + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right), \tag{3а}$$

$\Psi(y)$ — дигамма-функция. При $H \to 0$

$$\frac{\Delta\sigma^L(H)}{G_0} = \alpha_L H^2 = (1-\beta)\frac{2}{3}\left(\frac{L_\varphi}{L_H}\right)^2. \tag{3б}$$

Коэффициент β учитывает поправку Маки—Томпсона, связанную с рассеянием электронов сверхпроводящими флуктуациями в электронном газе. Как показано в работе [4], зависимость (3) справедлива, пока L_H больше длины свободного пробега l, т. е.

$$H\ (\text{кГс}) < 6.6 \cdot 10^{-11}/l^2\ (\text{см}^2). \tag{4}$$

В более сильном магнитном поле функциональная зависимость $\Delta\sigma^L(H)$ изменяется. В исследованных образцах подвижность электронов составляла $(4 \div 10) \cdot 10^3$ см^2/В·с и условие (4) ограничивало анализ эксперимента полями $H < (0.8 \div 2)$ кГс (это ограничение учитывалось и в данной работе). В работе [3] показано также, что время сбоя фазы волновой функции электрона τ_φ определяется e-e-взаимодействием, характерным для слабо разупорядоченных двумерных проводников [1, 2]:

$$\hbar/\tau_\varphi = \pi G_0 R_\square kT \ln(1/2\pi G_0 R_\square), \tag{5}$$

где $R_\square$ — сопротивление квадрата пленки.

Коэффициент A ($H=0$) в логарифмической температурной зависимости проводимости (2) определяется как слабой локализацией, так и e-e-взаимодействием

$$A(H=0) \equiv A_0 = \beta + (1-p) + \Lambda_0. \tag{6}$$

Здесь p — показатель степени в зависимости

$$\hbar/\tau_\varphi = a_\varphi T^{-p},$$

Λ_0 — константа e-e-взаимодействия в диффузионном канале (ВДК). Магнитное поле разрушает слабую локализацию и подавляет соответствующий вклад в (2). Поэтому при $l < L_H \ll L_\varphi$ коэффициент $A(H)$ в выражении (2) определяется только e-e-взаимодействием и равен

$$A(H) \equiv A_H = \beta + \Lambda_0. \tag{7}$$

Мы не учитывали зависимость Λ_0 от магнитного поля, так как она должна проявляться только при $x_s = g\mu_B H/kT > 1$ (g — эффективное гиромагнитное отношение в зоне проводимости, μ_B — магнетон Бора); в нашем случае $x_s \leqslant 6 \times 10^{-2}$.

Разделение вкладов слабой локализации и e-e-взаимодействия для 2МЭГ в AlGaAs/GaAs по соотношениям типа (2)—(7) ранее было проведено в работе [5] при $T \leqslant 1$ К. Однако авторы сравнивали экспериментальные данные по τ_φ с другой теоретической моделью [6] и считали $\Lambda_0 = 1 - F$, где F — амплитуда взаимодействия квазичастиц в диффузионном канале с общим спином $j=1$.

Мы проанализировали данные [5] аналогично нашим [3], т. е. τ_φ — по модели (5) и Λ_0 — по уточненной теории [1]:

$$\Lambda_0 = 1 + {}^3/_4 \lambda_\sigma^{(j=1)}(F), \tag{8}$$

где $\lambda_\sigma^{(j=1)}(F)$ — триплетный вклад в константу ВДК. Значение F рассчитывалось в приближении Томаса—Ферми как для $x = 2k_F R_s < 1$ [7], так и для $x > 1$ [1]. Получено количественное согласие между рассчитанными по выражениям (5), (8) и экспериментальными [3, 5] значениями a_φ и Λ_0. Это означает, что формулы (2)—(8) теории квантовых поправок адекватно описывают гальваномагнитные явления при $T \leqslant 4.2$ К в 2МЭГ гетероструктур AlGaAs/GaAs. В частности, анализ сделан без учета квантовой поправки, связанной с взаимодействием электронов в куперовском канале [1], поэтому в данной работе она также не рассматривается.

Для анализа эксперимента в области высоких температур в данной работе нам необходимо было принять во внимание нарушение критерия (1), т. е. учесть распределение электронов по энергии. При этом функциональная зависимость $\Delta\sigma^L(H)$ (3), (3а) изменяется:

$$\frac{\Delta\sigma^L(H)}{G_0} = (1-\beta)\int\limits_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right) f_2\,[b(\varepsilon)\,H]\,d\varepsilon, \tag{9}$$

где f_0 — функция Ферми, $b(\varepsilon) = 4D\tau_\varphi(\varepsilon)/\hbar c = 4e\tau(\varepsilon)\,\varepsilon\,\tau_\varphi(\varepsilon)/m^*\hbar c$. Учитывая в (9) асимптотику (3б), получаем

$$\frac{\Delta\sigma^L(H)}{\sigma_0} = \alpha_L H^2,\quad \alpha_L = \frac{2}{3}\left(\frac{e}{\hbar m^* c}\right)^2 (1-\beta)\int\limits_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)[\varepsilon\tau(\varepsilon)\,\tau_\varphi(\varepsilon)]^2\,d\varepsilon. \tag{10}$$

Исследованные структуры и методика измерений были описаны ранее в работах [3, 8]. Температура в диапазоне от 1.8 до 4.2 К регулировалась путем откачивания паров гелия через моностат, что позволило стабилизировать температуру с точностью ± 0.01 К. В диапазоне 4.2÷300 К регулирование и стабилизация температуры с точностью не хуже 0.5 % осуществлялись изменением мощности нагревательной печи и скорости потока газообразного гелия, охлаждающего образец. Температура в диапазоне 1.8÷40 К измерялась уголь-

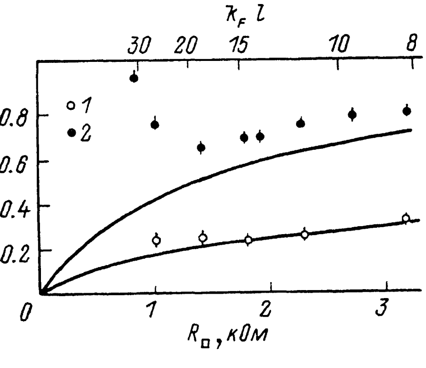

Рис. 1. Зависимость $\hbar/\tau_\varphi$ от сопротивления $R_\square$ (в кОм) и параметра $k_F l$ при двух температурах.

T, К: *1* — 1.85, *2* — 4.21. Сплошные линии — расчет на основе выражения (5).

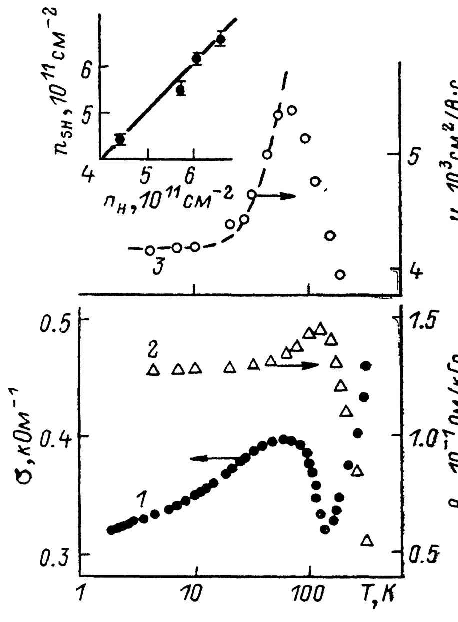

Рис. 2. Температурные зависимости проводимости σ (в кОм$^{-1}$) (*1*), коэффициента Холла R_H (в Ом/кГс) (*2*), подвижности μ (в см^2/В · с) (*3*).

На вставке — зависимость концентрации двумерных электронов n_{SH}, определенной по осцилляциям Шубникова—де Гааза, от холловской концентрации носителей n_H при $T = 4.2$ К.

ным термосопротивлением R (0 °С)=100 Ом, а в диапазоне 40÷300 К платиновым термосопротивлением ТСП-100. Засветка образца осуществлялась GaAs-светодиодом АЛ-307, расположенным непосредственно на штоке у образца. Это позволило проводить измерения в режиме замороженной фотопроводимости (ЗФП) при различном сопротивлении образца $R_\square$ и различной концентрации 2МЭГ. Анализ магнитопроводимости, измеренной при этих условиях, показал, что уменьшение сопротивления почти в 3 раза и возрастание концентрации в 1.5 раза слабо влияли на параметр (1—β), величина которого лежала в пределах от 0.7 до 0.6. Зависимость же величины $\hbar/\tau_\varphi$ от сопротивления квадрата пленки $R_\square$ при температурах 1.85 и 4.21 K показана на рис. 1. Здесь же сплошной линией показана зависимость $\hbar/\tau_\varphi$ от $R_\square$, рассчитанная для этих температур на основании выражения (5). Видно, что при $T=1.85$ K экспериментальные данные хорошо описываются расчетной зависимостью $\tau_\varphi\,(R_\square)$. Это подтверждает сделанный в работе [3] вывод о механизме сбоя фазы волновой функции и двумерных электронов на гетерогранице GaAs/AlGaAs при низких температурах. При $T=4.2$ K экспериментальные значения $\hbar/\tau_\varphi$ превышают расчетные и различие существенно возрастает с уменьшением сопротивления, позволяя сделать предположение о появлении дополнительного по сравнению с (5) механизма релаксации фазы волновой функции с более сильной температурной зависимостью τ_φ.[1]

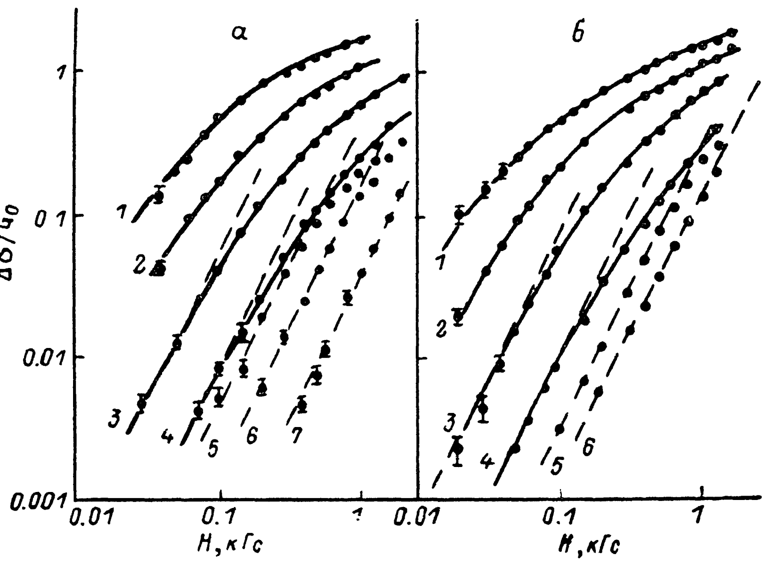

Рис. 3. Зависимость нормированной магнитопроводимости $\Delta\sigma/G_0$ от магнитного поля H (в кГс) при различных температурах для двух состояний образца.

а — исходное состояние, $R_\square=3.2$ кОм, $\varepsilon_F=187$ K. T, K: 1 — 1.85, 2 — 4.21, 3 — 8.56, 4 — 17.6, 5 — 20.6, 6 — 25.3, 7 — 50.2. *б* — в режиме замороженной фотопроводимости, $R_\square=1.49$ кОм, $\varepsilon_F=220$ K. T, K: 1 — 4.21, 2 — 6.88, 3 — 12.1, 4 — 24.3, 5 — 28.2, 6 — 41.5. Сплошные линии — расчет на основе выражения (3).

Для проверки этого предположения мы исследовали квантовые поправки к проводимости при температурах выше 4.2 K.

На рис. 2 приведены температурные зависимости проводимости, подвижности и постоянной Холла R_H в диапазоне температур от 1.8 до 300 K. Быстрое изменение как σ, так и R_H, наблюдаемое при $T>100$ K, по-видимому, связано с наличием при высоких температурах шунтирующей проводимости по слою AlGaAs, которая вымораживается при $T<100$ K. Об отсутствии шунтирования при низких температурах свидетельствуют следующие факты: при $T<100$ K не наблюдается (при повышении чувствительности на порядок) магнитосопротивление в слабом магнитном поле, параллельном гетерогранице; отсутствуют зависимость R_H от H, а также слабополевое положительное магнитосопротивление при H, перпендикулярном гетерогранице, характерные для шунтированных структур. Двумерный характер проводимости по гетерогранице подтверждается также наличием при низких температурах осцилляций сопротивления Шубникова—де-Гааза в сильном магнитном поле, перпендикулярном гетерогранице, и их отсутствием в поле, параллельном гетерогранице. Концентрация двумерных носителей n_{SH}, определенная по периоду ос-

[1] О существовании такого вклада в τ_φ для 2МЭГ на гетерогранице AlGaAs/GaAs сообщалось ранее в работе [9]. Однако в этой работе зависимость σ от H не удалось описать теоретической зависимостью (3), и, кроме того, отсутствует анализ зависимости $\sigma\,(T)$.

цилляций, хорошо совпадает с холловской концентрацией n_H как в исходном состоянии образца, так и в режиме ЗФП (см. вставку на рис. 2). Для дальнейшего рассмотрения существенно отметить, что температурная зависимость подвижности электронов μ при $T < 60$ K описывается расчетной зависимостью $\mu(T)=e\langle\tau(\varepsilon)\rangle/m^*$ (рис. 2, штриховая кривая), скобки $\langle\ \rangle$ обозначают усреднение по энергии, а $\tau(\varepsilon)$ определяется рассеянием на кулоновском потенциале ионизованных примесей [10]:

$$\tau(\varepsilon)\sim\varepsilon^{1/2}\,\mathrm{th}\,(\pi\varepsilon_B/\varepsilon), \tag{11}$$

где $\varepsilon_B=m^*e^4/2\varkappa^2\hbar^2$ — эффективная боровская энергия.

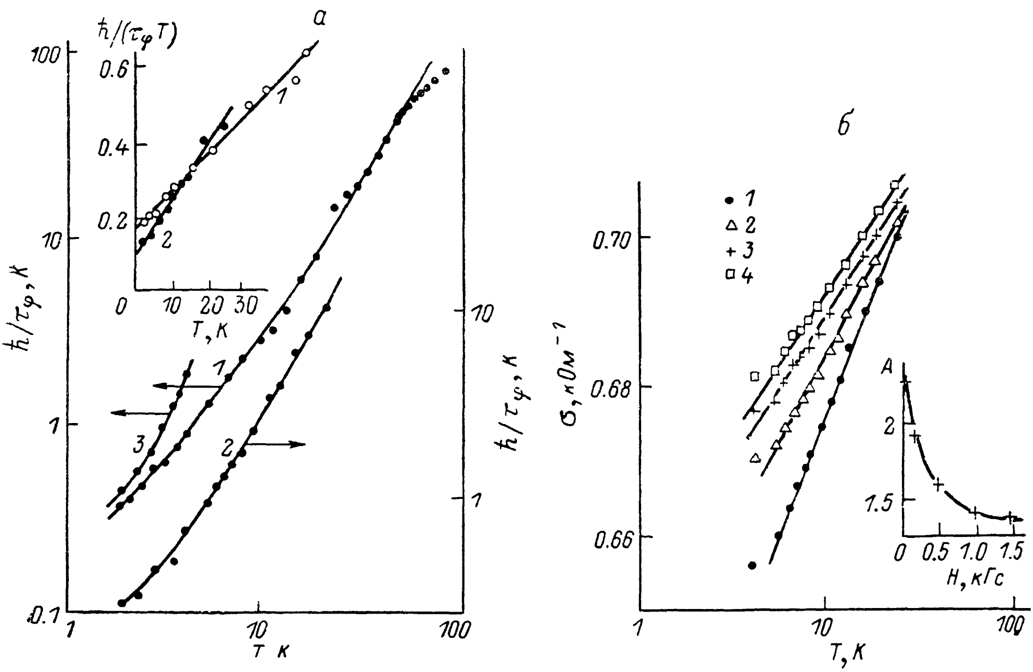

Рис. 4.

а) зависимость от температуры величины $\hbar/\tau_\varphi$, полученной из анализа экспериментальных кривых, представленных на рис. 3, *а* (*1*) и 3, *б* (*2*); *3* — для образца с $R_\square=1.34$ кОм и $\varepsilon_F=60$ К. Сплошные линии — расчет на основе (12). На вставке — зависимость параметра $\hbar/\tau_\varphi T$ от температуры, цифры у прямых — то же, что и на рис. 4, *а*, *б*) зависимость проводимости для образца в том же состоянии, что и на рис. 3, *б* при значениях магнитного поля H, кГс: *1* — 0, *2* — 0.5, *3* — 1, *4* — 1.5. На вставке — экспериментальная зависимость $A(H)$ (*2*).

Экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(H)/G_0$ хорошо описываются выражением (3) вплоть до температур 20÷30 К (рис. 3). Используемый в качестве подгоночного параметра коэффициент $(1-\beta)=0.65\pm0.05$ практически не зависит от температуры и от концентрации 2МЭГ. Начиная с температур 20÷30 К происходит изменение функционального вида экспериментальной зависимости $\Delta\sigma(H)/G_0$. Это изменение мы связываем с нарушением критерия (1) и переходом к зависимости типа (9). Экспериментально оно проявляется следующим образом. Квадратичный по магнитному полю участок $\Delta\sigma(H)/G_0=\alpha_L H^2$ (рис. 3, штриховые прямые) при низких температурах ограничивается областью величин $\Delta\sigma/G_0\leqslant 0.01$, в то время как при $T>20\div30$ К он расширяется вплоть до значений $\Delta\sigma/G_0\sim0.3$ и занимает практически всю область магнитного поля, соответствующего неравенству (4). Исходя из этого, в диапазоне температур $T>30$ К мы ограничиваемся анализом температурной зависимости $\alpha_L(T)$. Из сопоставления данных, полученных при различной концентрации носителей (рис. 3, *а*, *б*), видно, что при большей концентрации изменение вида зависимости $\Delta\sigma(H)$ происходит при более высокой температуре в соответствии с критерием (1).

Сопоставление теории (10) с экспериментом проводилось исходя из следующих предположений: 1) параметр $1-\beta$ не зависит от температуры; 2) $\tau_\varphi^{-1}=aT^{-p}$, $a=\mathrm{const}\ (\varepsilon)$; 3) $\tau\ (\varepsilon)$ определяется (11).

Это позволяет найти температурную зависимость $\hbar/\tau_\varphi$ при $1.8 < T < 77$ K (рис. 4, *a*, кривая *1*). Видно, что при $T < 4$ K экспериментальные данные близки к зависимости $\hbar/\tau_\varphi \sim T^p$, где $p=1$. При более высоких температурах зависимость становится более резкой, а показатель степени $p=1.52$.

Как уже отмечалось в связи с рис. 1, вклад механизма релаксации фазы с более сильной температурной зависимостью лучше проявляется при большой концентрации двумерного газа. Кроме того, повышение концентрации расширяет температурный диапазон, в котором выполняется критерий (1), и электронный газ остается вырожденным. Это позволяет сопоставлять экспериментальные зависимости магнитопроводимости $\Delta\sigma\ (H)$ с теоретическими типа (3) с целью определения величин β и τ_φ, не пользуясь сформулированными выше предположениями. Зависимость $\hbar/\tau_\varphi$ от T в этом диапазоне для образца, находящегося в режиме ЗФП при $R_\square=1.49$ кОм и $\varepsilon_F=220$ K, показана на рис. 4, *a* (кривая *2*). Видно, что и здесь при $T < 3$ K показатель степени $p=1$, а в диапазоне $5 < T < 25$ K $p\simeq 1.6$.

Знание показателя степени p позволяет проанализировать температурные

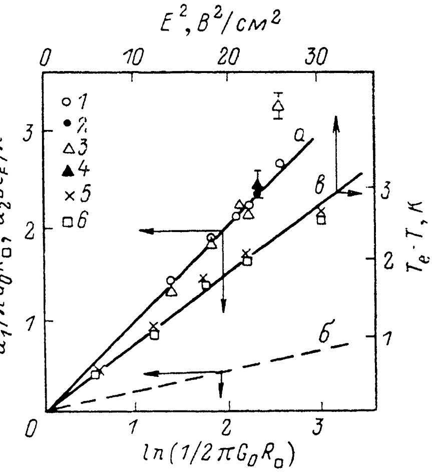

Рис. 5.

а, б) зависимости от $\ln(1/2\pi G_0 R_\square)$ коэффициентов: $a_1/\pi G_0 R_\square$ (*1*, *2*), $a_2 2\varepsilon_F/\pi$ (*3*, *4*) [штриховая прямая — теория (14) с $F=0.5$]; *в*) зависимость T_e-T (K) от квадрата электрического поля E (в В/см²) при $T=13.86$ K для структуры с теми же параметрами, что и на рис. 4, *б*, определенная: *5* — по $\sigma\ (T,\ H=0)$, *6* — по $\sigma\ (T,\ H=1.5$ кГс).

зависимости проводимости в этом диапазоне температур, представленные на рис. 4, *б*. Видно, что экспериментальные данные описываются логарифмическими зависимостями (2). В отсутствие магнитного поля коэффициент $A_0=2.29\pm0.03$. Возрастание магнитного поля приводит к уменьшению этого коэффициента, а при $H \geqslant 1$ кГс происходит насыщение зависимости $A\ (H)$ (см. вставку на рис. 4, *б*), при этом $A_H=1.41\pm0.05$. Из теоретических выражений (5) и (6) получаем, что $p\ (1-\beta)=A_H-A_0=0.88\pm0.08$. Используя значение параметра $p=1.6$, определяем $(1-\beta)=0.55\pm0.05$, что хорошо согласуется с найденным из анализа магнитопроводимости значением $(1-\beta)=0.6\pm0.05$. Это согласие подтверждает справедливость проделанного анализа и дает возможность определить константу взаимодействия в диффузионном канале $\Lambda_0=A_H-\beta=0.96\pm0.1$, что согласуется с результатом анализа $\sigma\ (T)$ в области $1.8 < T < 4.2$ K. При сравнении найденных значений констант β и Λ_0 с соответствующими величинами, рассматриваемыми в ТКП, необходимо отметить следующие особенности: 1) бо́льшую с точки зрения теории [11], но часто наблюдаемую экспериментально (см., например, [5]) величину коэффициента для поправки Маки—Томпсона; 2) быстрый по сравнению с предсказанием теории (8) рост величины константы взаимодействия в диффузионном канале Λ_0 с увеличением концентрации двумерных электронов. При трех значениях $\varepsilon_F\ (K)$ — 174, 197, 220 получено соответственно $\Lambda_0=0.62$, 0.8, 0.96. Теоретические же значения Λ_0 (8) изменяются от 0.63 до 0.65, если считать амплитуду рассеяния F в приближении Томаса—Ферми. Следует также отметить, что теоретические (8) и экспериментальные значения Λ_0 различаются только в условиях ЗФП и тем сильнее, чем интенсивнее засветка.

Далее проанализируем более детально полученные зависимости $\hbar/\tau_\varphi\ (T)$. Наилучшим образом они описываются выражением

$$\hbar/\tau_\varphi=\hbar/\tau_{\varphi 1}+\hbar/\tau_{\varphi 2}=a_1 T+a_2 T^2. \qquad (12)$$

Это подтверждается линейным характером зависимости $\hbar/\tau_\varphi T$ от T, показанной на вставке к рис. 4, *а*. При этом наклон прямой дает коэффициент a_2, а отсечка на оси ординат равна коэффициенту a_1. Найденные таким образом значения a_1 и a_2 дают зависимости $\hbar/\tau_\varphi\,(T)$, изображенные на рис. 4, *а* сплошными линиями.

Естественно предположить, что вклад $\tau_{\varphi 1}^{-1}$ связан с электронными процессами типа (5). На рис. 5 показаны значения $a_1/\pi G_0 R_\square$ (точки *1*) в зависимости от $\ln(1/2\pi G_0 R_\square)=\ln(\varepsilon_F\tau/\hbar)$. Как и следует из теории (5), экспериментальные точки укладываются на прямую с тангенсом угла, равным 1.

Время $\tau_{\varphi 2}$ имеет температурную зависимость, характерную для времени, определяемого межэлектронными столкновениями с большой передачей импульса $(\tau_{ee}^0)^{-1}\sim T^2/\varepsilon_F$ [12]. Однако коэффициент $a_2=\hbar/\tau_{\varphi 2}T^2$ растет с увеличением ε_F.

Время τ_{ee}^0 для 2МЭГ рассматривалось авторами работы [13]

$$\hbar/\tau_{ee}^0 \simeq (T^2/2\pi\varepsilon_F)\ln(\varepsilon_F/T) \tag{13}$$

и в работе [14]

$$\hbar/\tau_{ee}^0 = (F^2\pi T^2/2\varepsilon_F)\ln(\varepsilon_F/T_m),\quad T_m=\max(\hbar/\tau,\ T). \tag{14}$$

Широкий диапазон температур, в котором проводились измерения, позволяет выявить температурную зависимость $(\hbar/\tau_{ee}^0 T^2)\sim\ln(\varepsilon_F/T)$, следующую из выражения (13). Однако она не наблюдалась. Сопоставление эксперимента с теорией (14) при $T<\hbar/\tau$ показано на рис. 5. Здесь приведены значения $2a_2\varepsilon_F/\pi$ (точки *3*) в зависимости от $\ln(1/2\pi G_0 R_\square)$. Такое построение дает возможность определить величину F^2. Большинство экспериментальных точек укладывается на прямую линию, соответствующую $F^2=1\pm 0.03$, в то время как значение $F\simeq 0.5$, рассчитанное в приближении Томаса—Ферми для $1.0<x<2$, дает в 4 раза меньшие значения $\hbar/\tau_{ee}^0 T^2$ (рис. 5, штриховая линия).

В работе [14] отмечалось, что $F^2\simeq 1$. Однако такие значения F можно получить только в области $x=2k_F R_s\leqslant 0.5$ (R_s — радиус экранирования), в то время как приближение Томаса—Ферми, строго говоря, применимо только при $x>1$. Последняя ситуация ($x>1$) осуществляется в 2МЭГ структур AlGaAs/GaAs при типичных концентрациях электронов $n_s>1.6\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, в этом случае $F\leqslant 2/\pi$. Для 2МЭГ в структурах Si—SiO$_2$—металл (Si—МДП), напротив, $x<1$ при реальных концентрациях $n_s<1.4\cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ на поверхности кремния (100) и $F\simeq 1$ при $n_s<3.5\cdot 10^{12}$ см^2, $x\leqslant 0.5$, если использовать для расчета F в этой области значений $2k_F R_s$ приближение Томаса—Ферми. Таким образом, наличие коэффициента F^2 в формуле (14) может не проявляться существенным образом в структурах Si-МДП [15]. В то же время наши результаты для времени $\tau_{\varphi 2}$ хорошо согласуются с выражением (14) только в том случае, если не учитывать сомножитель F^2. При этом величины a_1 и $a_2\varepsilon_F$ при $T<\hbar/\tau$ должны зависеть только от сопротивления образца. Для проверки этого мы исследовали ОМС образца с сопротивлением, близким к описанным выше структурам с $R_\square=1.34$ кОм, однако с существенно меньшей концентрацией $n_s=1.54\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и большей подвижностью носителей $\mu=3.04\cdot 10^4$ см^2/В·с, для которого расчетное значение $F^2=0.44$ отмечено на рис. 5 штриховой линией. Экспериментальная зависимость $\hbar/\tau_\varphi$ от T для этого образца показана на рис. 4, *а* (кривая *3*), она свидетельствует о большом вкладе $\tau_{\varphi 2}^{-1}\sim T^2$. Сплошная линия, описывающая эти данные, получена на основе выражения (12) с коэффициентами $a_1=0.12$ и $a_2=0.062$ К$^{-1}$ (рис. 5, точки *2*, *4*). Из рис. 5 видно, что величины a_1 и $a_2\varepsilon_F$ действительно определяются только сопротивлением образца.

Отметим, что при высоких температурах ($T>50$ К) наблюдается отклонение экспериментальной зависимости $\hbar/\tau_\varphi\,(T)$ (рис. 4, *а*, кривая *1*) от теоретической кривой (сплошная линия), рассчитанной на основе (12) при $a_2=\mathrm{const}\,(T)$. Причиной этого является нарушение условия $T<\hbar/\tau$. Результат расчета, учитывающего этот факт, показан штриховой линией на рис. 4, *а* и качественно описывает эксперимент.

Сходную с приведенной на рис. 4, *а* зависимость $\tau_\varphi(T)$ часто наблюдают в тонких металлических пленках и объясняют вкладом $\tau_{\varphi 2}\sim T^{-2}$ или $\tau_{\varphi 2}\sim T^{-3}$ (см. обзор [16]). Природа времени $\tau_{\varphi 2}$ в металлах до конца не выяснена, однако в ряде работ его связывают с электрон-фононным взаимодействием. Подтверждением этого служат проведенные в работе [17] исследования магнитосопротивления в условиях разогрева электронного газа электрическим током в пленках Ag и Au. Обнаружено, что $\tau_\varphi\sim T^{-p}$, где $p=1.62$, и показано, что τ_φ одного порядка с временем электрон-фононных столкновений $\tau_{\mathrm{ph}}\simeq\tau_\varepsilon$, поддерживающих баланс энергии электронов. На основании этого в работе [17] делается вывод о существенном вкладе электрон-фононных столкновений в процесс релаксации фазы волновой функции электронов в металлах.

Чтобы количественное расхождение теории (рис. 5, штриховая линия) с экспериментом не вызывало сомнений относительно роли электрон-электронного взаимодействия в формировании $\tau_{\varphi 2}$ в нашем случае, мы провели исследование процессов разогрева 2МЭГ электрическим полем в области температур 15÷20 K, где вклад механизма $\hbar/\tau_{\varphi 2}=a_2T^2$ в суммарную величину $\hbar/\tau_\varphi$ составляет $\simeq 80$ %. При этом в качестве электронного термометра использовалась проводимость 2МЭГ. Выражение для проводимости вырожденного электронного газа в режиме разогрева, когда электронная температура T_e превышает температуру решетки T, можно записать в следующем виде:

$$\sigma_0=\sigma_C+G_0\left[(1-\beta)\ln\left(\tau/\tau_\varphi(T,\ T_e)\right)+(\Lambda_0+\beta)\ln\left(\hbar T_e/\tau\right)\right]. \tag{15}$$

В присутствии магнитного поля, подавляющего слабую локализацию

$$\sigma_H=\sigma_C+G_0\left[(1-\beta)\ln\left(D\tau/l_H^2\right)+(\Lambda_0+\beta)\ln\left(\hbar T_e/\tau\right)\right], \tag{16}$$

где σ_C — классическая остаточная проводимость. Таким образом, если τ_φ определяется электрон-фононными процессами, т. е. зависит от температуры решетки T, то для определения T_e можно пользоваться только σ_H (16), в то время как σ_0 (15) покажет неправильные значения T_e. Одинаковую зависимость $T_e(E)$ может дать как σ_0, так и σ_H в сильном электрическом поле в том случае, если τ_φ определяется межэлектронным взаимодействием, т. е. зависит только от T_e. Ранее мы провели такой анализ в работе [3] при $T\leqslant 4.2$ K, где был сделан вывод о том, что вклад электрон-фононных процессов в сбой фазы при этих температурах незначителен. На рис. 5 (правая и верхняя шкалы) показана зависимость разности электронной и решеточной температуры T_e-T от квадрата электрического поля при $T=13.8$ K. (Температурные зависимости проводимости образца в этом состоянии приведены на рис. 4, *б*). Из рис. 5 видно, что использование в качестве электронного термометра проводимости 2МЭГ σ_0 без магнитного поля (рис. 5, *5*) и проводимости σ_H в магнитном поле 1 кГс (рис. 5, *6*) дает одинаковые результаты. Это позволяет утверждать, что время τ_φ определяется только электронной температурой, т. е. вклад электрон-фононных процессов в релаксацию фазы незначителен. Зависимость, приведенная на рис. 5, позволяет рассчитать время релаксации энергии в электронной подсистеме τ_{ph} при столкновениях с фононами. Уравнение баланса энергии электронов при $T_e-T\ll T$ имеет вид

$$Q=e\mu E^2=\frac{T_e-T}{\tau_{ph}}\,\frac{\pi^2}{6}\,\frac{T}{\varepsilon_F}. \tag{17}$$

Сравнение (17) с экспериментальной зависимостью (T_e-T) от E^2 (рис. 5) дает величину $\hbar/\tau_{ph}=3.1\cdot 10^{-2}$ K — более чем на 2 порядка меньше экспериментальных значений $\hbar/\tau_\varphi$ при этих температурах (рис. 4, *а*, кривая *2*).

Таким образом, теория квантовых поправок адекватно описывает влияние температуры и магнитного поля на проводимость 2МЭГ в AlGaAs/GaAs вплоть до $T\simeq 100$ K. Проведенное исследование зависимостей скорости релаксации фазы волновой функции 2МЭГ от температуры и параметров образца, а также влияния разогрева электронного газа на квантовые поправки к проводимости позволяет сделать вывод о том, что в исследованном диапазоне температур основным механизмом релаксации фазы являются электрон-электронные столкновения. При низких температурах это процессы с малой передачей импульса и $\hbar/\tau_\varphi$ количественно описывается выражением (5). В области высоких температур превалируют процессы с большой передачей импульса, и экспериментальные данные количественно описываются выражением (14) при замене амплитуды взаимодействия F^2 на константу, равную 1.

Авторы благодарят Ю. В. Шмарцева за интерес к работе, А. М. Крещука и М. В. Егорову за подготовку образцов и помощь в измерениях.

Литература

[1] Altshuler B. L., Aronov A. G. — In: Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985, p. 1—153.
[2] Aronov A. G. — Physica, 1984, v. 126B, N 1, p. 314—319.
[3] Савельев И. Г., Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2096—2099.
[4] Гаспарян В. М., Зюзин А. Ю. — ФТТ, 1985, т. 25, в. 6, с. 1662—1666.
[5] Lin B. J. F., Paalanen M. A., Gossard A. C., Tsui D. C. — Phys. Rev. B, 1984, v. 29, N 2, p. 927—934.
[6] Abrahams E., Anderson P. W., Lee P. A., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. B, 1981, v. 24, N 12, p. 6783—6789.
[7] Fukuyama H. — In: Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985, p. 155—273.
[8] Алфёров Ж. И., Гореленок А. Т., Мамутин В. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 11, с. 1999—2005.
[9] Nambu T., Kawaji S., Kuboki K., Kawaguchi Y., Yoshino J., Sasaki H. — J. Phys. Soc. Japan, 1984, v. 53, N 2, p. 682—686.
[10] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
[11] Ларкин А. И. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, в. 4, с. 239—243.
[12] Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М., 1967. 334 с.
[13] Giuliani G. F., Quinn J. J. — Phys. Rev. B, 1982, v. 26, N 8, p. 4421—4428.
[14] Fukuyama H., Abrahams E. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 10, p. 5976—5980.
[15] Kawaji S., Kawaguchi Y. — J. Phys. Soc. Japan, 1984, v. 53, N 10, p. 2868—2871.
[16] Altshuler B. L., Aronov A. G., Gershenzon M. E., Sharvin Yu. U. — Sov. Sci. Rev. A, Physica, 1987, v. 9, p. 221—351.
[17] Bergman G. — Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 7, p. 2469—2471.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 21.04.1988
Принята к печати 6.05.1988