

Немонотонная температурная зависимость сопротивления гетероструктур $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ в области перехода металл–диэлектрик

Ю.Г. Арапов¹, В.Н. Неверов^{1,2}, Г.И. Харус¹, Н.Г. Шелушинина¹,
М.В. Якунин¹, О.А. Кузнецов³, Л. Пономаренко⁴, А. де Виссер⁴

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, г. Екатеринбург, 620219, Россия

²Уральский государственный университет, пр. Ленина, 51, г. Екатеринбург, 620083, Россия
E-mail: neverov@imp.uran.ru

³НИФТИ, НГУ, г. Нижний Новгород, 603600, Россия

⁴Институт Ван дер Ваальса–Зеемана Амстердамского университета
Валкниерстраат 65, 1018 ХЕ Амстердам, Нидерланды

Статья поступила в редакцию 11 мая 2004 г.

В двумерной (2D) дырочной системе (многослойные гетероструктуры $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$) с проводимостью $\sigma \approx e^2/h$ при низких температурах ($T \approx 1,5$ К) при понижении температуры наблюдается переход от диэлектрического ($d\sigma/dT > 0$) к «металлическому» ($d\sigma/dT < 0$) поведению в качественном соответствии с предсказаниями теории Финкельнштейна. В перпендикулярном к плоскости 2D-слоя магнитном поле \mathbf{B} наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС), зависящее лишь от отношения B/T . Мы связываем эффект ПМС с подавлением триплетного канала фермижидкостного электрон-электронного взаимодействия магнитным полем вследствие сильного зеемановского расщепления уровней энергии дырок.

У двовимірній (2D) діркової системі (багатошарові гетероструктури $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$) із провідністю $\sigma \approx e^2/h$ при низьких температурах ($T \approx 1,5$ К) при зниженні температури спостерігається перехід від діелектричного ($d\sigma/dT > 0$) до «металевого» ($d\sigma/dT < 0$) поведінню в якісній відповідності із завбаченнями теорії Финкельнштейна. У перпендикулярному до площини 2D-шара магнітному полі \mathbf{B} спостерігається позитивний магнітоопір (ПМО), що залежить лише від відношення B/T . Ми зв'язуємо ефект ПМО із подавленням триплетного каналу ферміїдинної електрон-електронної взаємодії магнітним полем унаслідок сильного зееманівського розщеплення рівнів енергії дірок.

PACS: 71.30.+h, 73.21.Ac

Введение

В неупорядоченных 2D-системах при низких температурах возникают квантовые поправки $\delta\sigma = \delta\sigma_{wl} + \delta\sigma_{ee}$ к друдевской проводимости $\sigma_0 = e^2/h (k_F l)$ двух типов: $\delta\sigma_{wl}$ — вследствие интерференционных эффектов при рассеянии электронных волн на примесях (слабая локализация) и $\delta\sigma_{ee}$ — вследствие модифицированного беспорядком межэлектронного взаимодействия [1,2]. В слабо неупорядоченных системах с $k_F l > 1$ эти поправки малы

по параметру $(k_F l)^{-1}$ (l — длина свободного пробега) и логарифмически зависят от температуры.

Эксперименты по обнаружению [3] и исследованию (см. обзоры [4,5]) так называемого перехода металл–диэлектрик по мере изменения концентрации носителей в полупроводниковых 2D-структурах с высокой подвижностью инициировали существенное продвижение в теории эффектов электрон-электронного взаимодействия [6,7]. Общая теория квантовых поправок к компонентам тензора проводимости 2D-системы за счет эффектов электрон-

электронного взаимодействия развита для случая $kT < E_F$ и произвольного соотношения между kT и \hbar/τ (τ – время релаксации импульса) во всем диапазоне температур от диффузионного режима ($kT\tau/\hbar \ll 1$) до баллистического ($kT\tau/\hbar \gg 1$) как для короткодействующего (точечного) [6], так и для крупномасштабного (плавного) [7] примесных потенциалов.

Так, линейный рост сопротивления ρ с температурой в Si-MOSFET структурах с высокой подвижностью носителей при больших значениях $\sigma_0 \gg e^2/h$, который последнее десятилетие рассматривался как проявление «аномального металлического» состояния, в настоящее время интерпретирован именно на основе эффекта электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме [8]. Однако немонотонная температурная зависимость $\rho(T)$, наблюдаемая вблизи предполагаемого перехода металл – диэлектрик ($\sigma_0 \approx e^2/h$), еще не имеет общепризнанного объяснения. Это стимулировало наши исследования в многослойных гетероструктурах p -Ge/Ge_{1-x}Si_x.

Подавление низкотемпературной проводящей фазы *параллельным* 2D-слою магнитным полем (*положительное* магнитосопротивление) неоднократно наблюдалось для высокоподвижных Si-MOSFET [9–15] и p -GaAs гетероструктур [16,17]. Такое поведение объясняется либо «полной поляризацией» электронного (дырочного) газа [12–14,17,18], либо (в слабых полях) эффектом Зеемана в квантовой поправке за счет электрон-электронного взаимодействия как в диффузионном [19], так и в баллистическом [8,15] режимах.

Мы провели исследования в *перпендикулярном* плоскости 2D-слоя магнитном поле, где наряду с зеемановским расщеплением уровней необходимо учитывать эффекты слабой локализации. Дырочный газ в квантовых ямах Ge для исследованных нами гетероструктур p -Ge/Ge_{1-x}Si_x описывается гамилтонианом Латтинжера с сильно анизотропным относительно взаимной ориентации магнитного поля и 2D-плоскости g -фактором. На дне нижней пространственной подзоны $g_{\perp} = 6k$ (где для Ge параметр Латтинжера $\kappa \approx 3,4$ [20]) для *перпендикулярного* и $g_{\parallel} = 0$ для *параллельного* магнитных полей [21,22]. При интерпретации наших экспериментальных зависимостей $\rho(B,T)$ в образцах вблизи предполагаемого перехода металл – диэлектрик мы принимали во внимание модели, использованные для полупроводниковых 2D-систем с высокой подвижностью [10,15,19,23,24].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведены измерения гальваномагнитных эффектов в многослойных гетероструктурах p -типа Ge/Ge_{1-x}Si_x в магнитных полях до 5 Тл при $T = 0,3$ – $4,2$ К. Для образца* с концентрацией носителей $1,2 \cdot 10^{11}$ см⁻² и подвижностью $\mu_p = 4 \cdot 10^3$ см²/(В·с) (параметр $\varepsilon_F\tau/\hbar = 0,75$) наблюдается немонотонное низкотемпературное поведение сопротивления (рис. 1,а): увеличение $\rho(T)$ с понижением температуры от 4,2 до 1,5 К (локализация) и уменьшение $\rho(T)$ при понижении T от 1,5 до 0,3 К (антилокализация). В области антилокализации при $T \leq 1$ К проводимость логарифмически зависит от температуры (рис. 1,б). Во всем интервале температур наблюдается положительное магнитосопротивление, резко усиливающееся при понижении T (рис. 2,а). При низких температурах $T < 1$ К в полях $B < 0,3$ Тл магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx}$ является почти универсальной функцией отношения B/T (рис. 2,б).

Наблюдаемые зависимости $\rho(B,T)$ можно сопоставить с квантовыми поправками к двумерной проводимости за счет эффектов слабой локализации $\delta\sigma_{el}$ и электрон-электронного взаимодействия $\delta\sigma_{ee}$. Для эффектов электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме $k_B T\tau/\hbar \ll 1$ имеем [1,2]

$$\delta\sigma_{ee}(B,T) = \delta\sigma_{ee}(0,T) + \delta\sigma_z(b), \quad (1)$$

где

$$\delta\sigma_{ee}(0,T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} (1 - 3\lambda) \ln \frac{k_B T\tau}{\hbar}, \quad (2)$$

$$\delta\sigma_z(b) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} G(b) \quad \left(b = \frac{g\mu_B B}{k_B T} \right). \quad (3)$$

Первое слагаемое в (2) перед логарифмом соответствует обменной части электрон-электронного взаимодействия, а второе – хартриевскому вкладу (триpletный канал). Здесь

$$\lambda = \frac{1 + \gamma_2}{\gamma_2} \ln(1 + \gamma_2) - 1, \quad (4)$$

γ_2 – параметр фермижидкостного взаимодействия [25].

Зависимость электрон-электронного вклада магнитного поля от отношения B/T определяется выражением (3), где $G(b)$ – известная функция, описывающая положительное магнитосопротивление

* Технологические параметры образца: число периодов (Ge+GeSi) $N = 15$; ширина квантовых ям (слои Ge) $d_W = 80$ Å, ширина барьеров (слои GeSi) $d_b = 120$ Å.

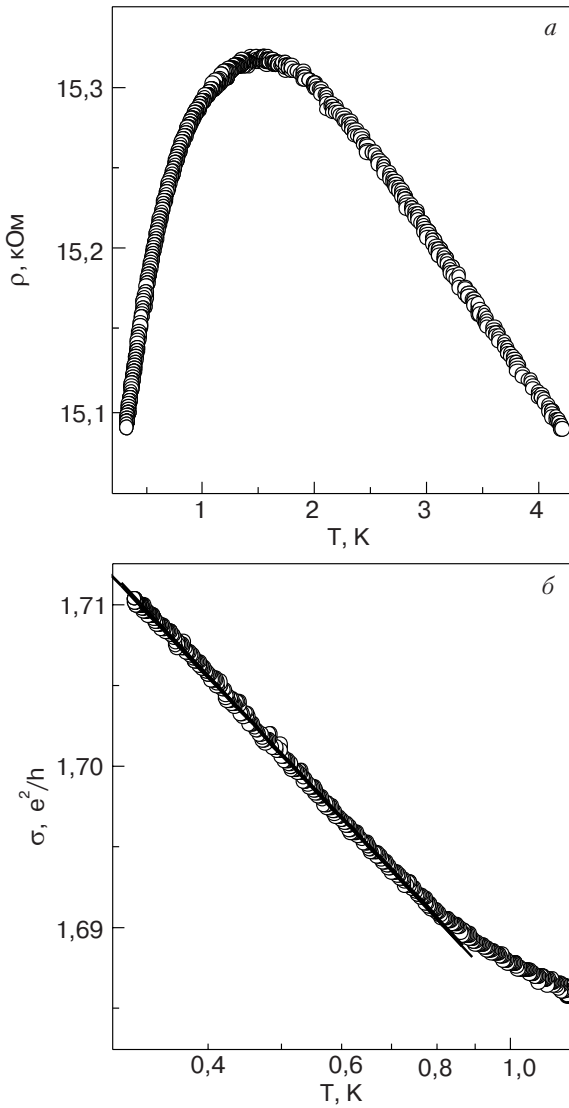


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления (а) и теплопроводности (б) при $B = 0$.

(ПМС), обусловленное расщеплением уровней энергии электронов [1,26,27], $g = 20,4$ для 2D-дырочного газа в Ge при $\epsilon_F \rightarrow 0$.

Для эффектов слабой локализации [28]

$$\delta\sigma_{wl}(0, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} p \ln \frac{T}{T_0}, \quad (5)$$

а зависимость от магнитного поля при $B \ll B_{tr}$, $B_\varphi \ll B_{tr}$ ($B_{tr} = \hbar c / 4eD\tau$; $B_\varphi = \hbar c / 4eD\tau_\varphi$, D – коэффициент диффузии, τ_φ – время сбоя фазы, которое зависит от температуры как T^{-p} , где p – индекс, обусловленный механизмом рассеяния, размерностью образца и т.п.) определяется выражением [28]

$$\delta\sigma_{wl}(B, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B} \right) - \ln \frac{B_\varphi}{B} \right]. \quad (6)$$

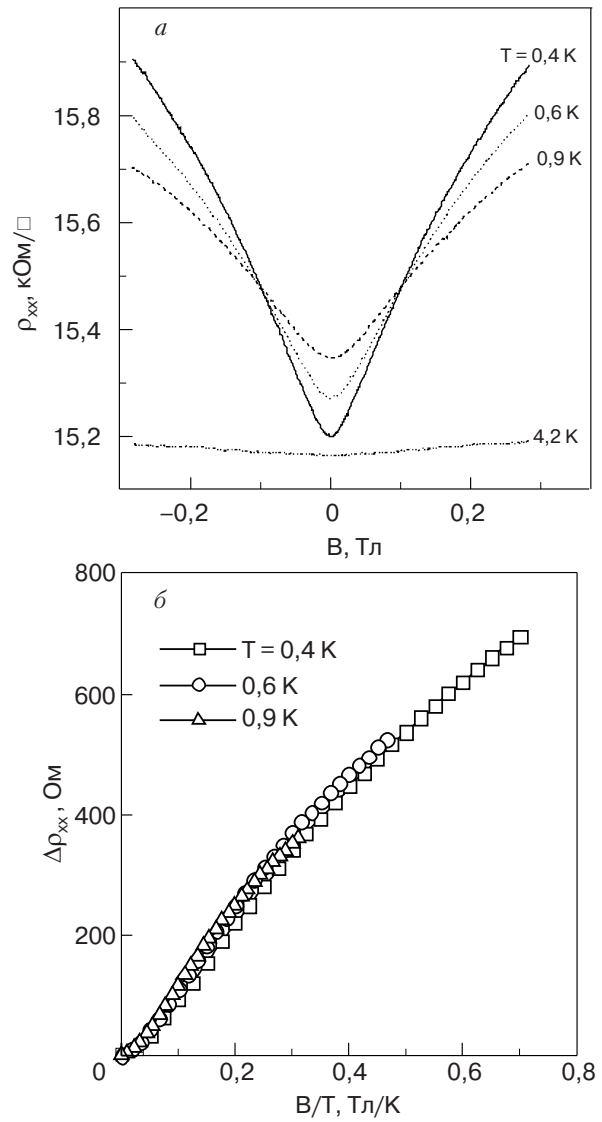


Рис. 2. Зависимости сопротивления (а) и магнитосопротивления (б) от магнитного поля при различных температурах.

Формула (6) описывает отрицательное магнитосопротивление (ОМС), обусловленное подавлением интерференционных эффектов магнитным полем. Подчеркнем, что $\delta\sigma_{wl}$ зависит лишь от отношения B/B_φ и для $p = 1$ (механизм Найквиста) является функцией отношения B/T .

Сопоставляя зависимости $\rho(T)$ в области «металлической» проводимости при $T < 1$ К (см. рис. 1,б) с выражениями (2) и (5) для $p = 1$, видим, что такое поведение возможно лишь при преобладающей роли антилокализационного вклада триплетного канала. Из подгонки находим $\lambda = 0,68$, что соответствует $\gamma_2 = 2,15$ (в обозначениях [6] $F_0^\sigma = -\gamma_2 / (1 + \gamma_2) = -0,68$).

Зависимость от магнитного поля (см. рис. 2,б) можно описать лишь совместным действием двух эффектов: ПМС вследствие зеемановского расщепления (3) и ОМС за счет дефазировки (6) – с неко-

торым преобладанием первого эффекта. Для примера приведем выражение для $\delta\sigma = \delta\sigma_{ee} + \delta\sigma_{wl}$ в слабых полях $B \ll B_z = k_B T / g\mu_B$, $B \ll B_\phi$:

$$\delta\sigma(B, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \times d \times \left[-0,091\gamma_2(1 + \gamma_2) + 0,042 \left(\frac{B_z}{B_\phi} \right)^2 \right] \left(\frac{B}{B_z} \right)^2, \quad (7)$$

где (для $p = 1$) отношение B_z/B_ϕ не зависит от температуры.

Подгонка зависимости $\rho(B/T)$ с использованием формул (3) и (6) во всем интервале магнитных полей дает возможность отдельного определения g -фактора и B_ϕ (τ_ϕ). Найденное значение $g = 14,2 \pm 1,4$ несколько меньше теоретического для $\epsilon_F \rightarrow 0$ ($= 20,4$) в соответствии с сильной непараболичностью закона дисперсии дырок в основной пространственной подзоне. Для времени сбоя фазы из подгонки получаем $k_B T \tau_\phi / \hbar \approx 1$, что находится в хорошем соответствии с теоретической оценкой.

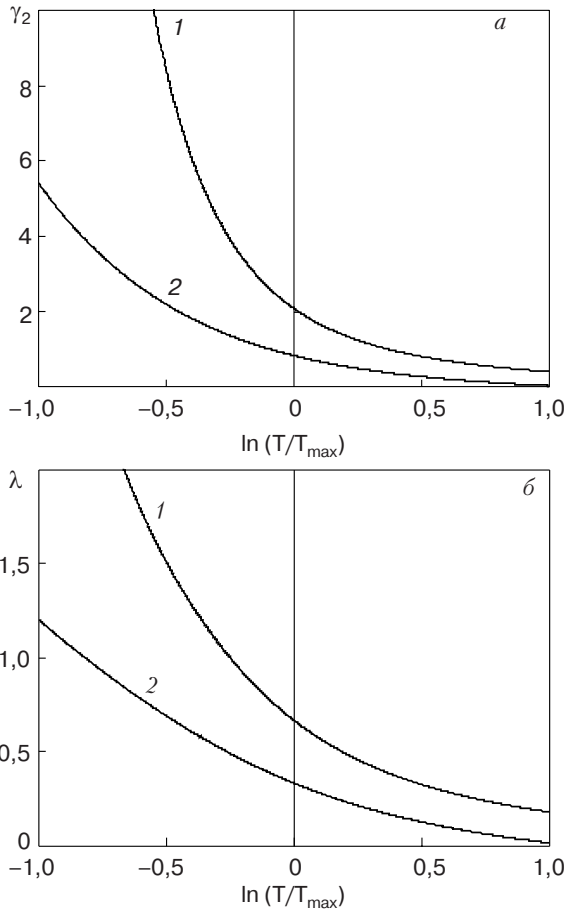


Рис. 3. Температурная зависимость параметров γ_2 (а) и $\lambda = [(1 + \gamma_2)/\gamma_2] \ln(1 + \gamma_2) - 1$ (б) согласно теории Финкельштейна [25], с учетом (кривые 1) и без учета (кривые 2) эффектов слабой локализации.

Одновременный учет беспорядка (эффектов локализации) и электрон-электронного взаимодействия приводит к перенормировке параметра γ_2 — к монотонному росту величины γ_2 при понижении температуры [25] (рис. 3). Как показано в [24], такая перенормировка особенно существенна в области перехода металл — диэлектрик, определяемого условием $\epsilon_F \tau / \hbar \approx 1$. Мы полагаем, что наблюдаемая нами немонотонная зависимость $\rho(T)$ обусловлена именно перенормировкой параметра γ_2 и, как следствие, сменой знака коэффициента ($p + 1 - 3\lambda$) при $T \approx 1,5$ К, хотя количественно описать эффект не удастся.

Выводы

Итак, наблюдаемое немонотонное поведение $\rho(T)$, а именно переход от диэлектрического ($d\rho/dT < 0$) к «металлическому» ($d\rho/dT > 0$) поведению с понижением температуры, мы связываем с усилением роли триплетного канала в квантовой поправке к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия. Увеличение вклада триплетного канала по мере понижения температуры обусловлено, по видимому, предсказанной в теории Филькенштейна [25] перенормировкой параметра электрон-электронного взаимодействия, особенно существенной для $2D$ -систем в окрестности концентрационного перехода металл — диэлектрик ($\epsilon_F \tau / \hbar \approx 1$). Зеемановское расщепление уровней энергии электрона в магнитном поле приводит к эффективному подавлению триплетного канала, что восстанавливает диэлектрическое поведение $\rho(T)$ вплоть до самых низких температур (рис. 4).

Авторы благодарят В.И. Окулова и С.Г. Новошнова за обсуждение полученных результатов. Работа поддержана РФФИ, гранты №02-02-16401, 04-02-16614, выполнена в рамках программы РАН

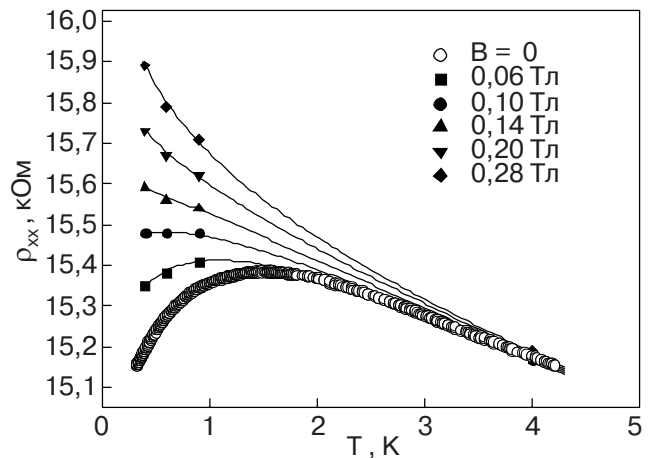


Рис. 4. Температурные зависимости магнитосопротивления в фиксированных магнитных полях.

«Низкоразмерные квантовые гетероструктуры», CRDF и Министерства образования РФ, грант У1-Р-05-14 (Ек-005 [X1]), грант УрО РАН для молодых ученых.

1. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
2. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), Amsterdam (1985), p. 1.
3. S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, and M. D'Iorio, *Phys. Rev.* **B50**, 8039 (1994).
4. B.L. Altshuler, D.L. Maslov, and V.M. Pudalov, *Physica* **E9**(2), 209 (2001).
5. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M.P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001); S.V. Kravchenko and M.P. Sarachik, *cond-mat/0309140* (submitted to *Rep. Progr. Phys.*)
6. G. Zala, B.N. Narozhny and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001); G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *cond-mat/0107333*.
7. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003); I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *cond-mat/0306029*.
8. V.M. Pudalov, M.E. Gerhenson, H. Kojima, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126403 (2003); *cond-mat/0401031*.
9. V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 887 (1997) [*JETP Lett.* **65**, 932 (1997)].
10. D. Simonian, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, and V.M. Pudalov, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2304 (1997).
11. M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, M. Peper, E.H. Linfield, P.D. Rose, D.A. Ritchie, A.K. Savchenko, and T.G. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1292 (1998).
12. T. Okamoto, K. Hosoya, S. Kawaji, and A. Yagi, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3875 (1999).
13. A.A. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086801 (2001); *cond-mat/0302004*.
14. S.A. Vitkalov, H. Zheng, K.M. Mertez, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2164 (2000).
15. S.A. Vitkalov, K. James, B.N. Narozhny, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *cond-mat/0204566*.
16. J. Yoon, C.C. Li, D. Shahar, D.S. Tsui, and M. Shayegan, *cond-mat/9907128*.
17. H. Noh, M.P. Lilly, D.C. Tsui, J.A. Simmons, E.H. Hwang, S. Das Sarma, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev.* **B68**, 165308 (2003).
18. V.T. Dolgoplov and A. Gold, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 42 (2000) [*JETP Lett.* **71**, 27 (2000)].
19. O. Simonian, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, V.M. Pudalov, *Phys. Rev.* **B57**, R9420 (1998).
20. J.C. Hensel and K. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 838 (1969).
21. Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, Г.И. Харус, А.Л. Чернов, Н.Г. Шелушина, Г.Л. Штрапенин, *ФТП* **27**, 1165 (1993); Ю.Г. Арапов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, М.В. Якунин, *ФТП* **36**, 550 (2002).
22. А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, А.Ф. Зиновьева, *ЖЭТФ* **123**, 362 (2003).
23. P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P.Zawadzki, *cond-mat/9912041*; *cond-mat/0011067*; *Phys. Rev.* **B65**, 125328 (2001).
24. A. Punnoose and A.M. Finkelstein, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 016802 (2002).
25. A.M. Finkelstein, *Z. Phys.* **B56**, 189 (1984).
26. C. Castellani, C. Di Castro, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B57**, R9381 (1998).
27. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B65**, 020201 (2001).
28. S. Hikami, A.I. Larkin, and I. Nagaoka, *Progr. Teor. Phys.* **63**, 707 (1980).

Nonmonotonic temperature dependence
of $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ heterostructure resistance
at insulator–metal transition

Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus,
N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov,
L. Ponomarenko, and A. De Visser

A two-dimensional (2D) hole system (multi-layer $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ heterostructures) of conductivity $\sigma \approx e^2/h$ displays a transition from dielectric ($d\sigma/dT > 0$) to metallic ($d\sigma/dT < 0$) behavior at low temperatures ($T \approx 1.5$ K), in qualitative agreement with the Finkelshtein theory. For magnetic field \mathbf{B} perpendicular to the 2D plane a positive magnetoresistance (PMR) depending only on ratio B/T is observed. The PMR effect is supposed to be due to the suppression of the triplet channel of Fermi-liquid electron-electron interaction by magnetic field because of the high Zeeman splitting in the hole spectrum.