

**ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ
В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК НА ПРОВОДИМОСТЬ
И МАГНИТОПРОВОДИМОСТЬ
СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ *n*-ТИПА**

А.Н.Ионов, И.С.Шлимак

Показано, что 1) в области концентраций примесей $1,4N_c < N < 3N_c$ по результатам измерения магнитопроводимости у $\text{Ge} < \text{As} >$ можно определить значение критического индекса перехода металл – диэлектрик; 2) эффект Иосиды – Тойозавы в легированных полупроводниках возможен лишь в узкой области концентраций $N_c < N < 1,4N_c$, когда в силу разупорядоченности системы вблизи уровня Ферми могут сосуществовать локализованные и делокализованные состояния.

В настоящее время можно считать точно установленным, что в случае $K_F l \gg 1$ (где K_F – величина квазиимпульса на поверхности Ферми, l – длина свободного пробега) эффект аномального магнитосопротивления в легированных полупроводниках обусловлен квантовыми поправками к кинетическим коэффициентам, связанными с эффектом подавления в магнитном поле интерференции электронных волновых функций на самопересекающихся траекториях ¹⁻³. С уменьшением концентрации примесей и приближением к N_c – концентрации, соответствующей точке перехода из металлического в диэлектрическое состояние, возрастает степень разупорядочения и, кроме того, уменьшается l и K_F , так что $K_F l \lesssim 1$. В этом случае, вследствие неупорядоченного расположения примесей, может возникнуть ситуация, когда для части примесей энергия хаббардовского отталкивания превысит энергию Ферми E_F , в результате чего возникнут однократно занятые состояния, которые будут иметь нескомпенсированный спин. Таким образом, в неупорядоченной системе в непосредственной окрестности точки перехода металл – диэлектрик (ПМД) возникнет ситуация, когда вблизи уровня E_F наряду с делокализованными состояниями будут существовать также и локализованные.

В настоящей работе будут приведены экспериментальные результаты, показывающие влияние возникновения локализованных электронных состояний на магнитопроводимость и электропроводность сильно легированного *n*-германия в области перехода металл – диэлектрик.

Согласно теоретическим представлениям ⁴, наличие локализованных спинов должно оказывать заметное влияние на характер температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$ – для трехмерного случая температурная поправка к проводимости, пропорциональная $T^{1/2}$ в области $K_F l \gg 1$ трансформируется в зависимость типа $\sigma \sim T^{1/3}$. Что касается магнитосопротивления, то в критической области из-за малого времени спиновой релаксации аномальный эффект, обусловленный квантовыми поправками к кинетическим коэффициентам, подавляется. С другой стороны, появляется благоприятная возможность наблюдения эффекта отрицательного магнитосопротивления, обусловленного подавлением в магнитном поле спин-зависящего рассеяния (эффект Иосиды – Тойозавы ⁵).

На рис. 1 представлена зависимость величины магнитопроводимости $\Delta\sigma_0$ от концентрации примесей в образцах некомпенсированного *n*-Ge $< \text{As} >$. Значение $\Delta\sigma_0$ определялось при таких значениях температуры и магнитного поля H_0 при которых $\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi \gg 1$ (где D – коэффициент диффузии электронов, а τ_φ – время сбоя фазы волновой функции из-за неупругих столкновений). В этом случае $\Delta\sigma$ пропорциональна $H^{1/2}$ ^{2, 3}. Из рисунка видно, что с приближением N к N_c (для $\text{Ge} < \text{As} >$ $N_c \cong 3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ⁷) $\Delta\sigma_0$ непрерывно уменьшается, обращаясь в ноль в точке перехода. Как мы полагаем, это связано со скейлинговым характером изменения самой проводимости вблизи ПМД ⁸:

$$\sigma = \sigma_{\min} \left(\frac{N}{N_c} - 1 \right)^\nu, \quad (1)$$

где ν – критический индекс перехода, σ_{min} – значение моттовской минимальной проводимости, поскольку, если бы (1) не выполнялось, то при $\frac{4DeH}{c\hbar} \tau_{\varphi} \gg 1$ величина $\Delta\sigma_0$ должна была иметь одно и то же значение, не зависящее от концентрации примесей (по крайней мере, в области, в которой выполняется условие $K_F l \gtrsim 1$).

Из исследования поведения проводимости на металлической стороне перехода⁹ и радиуса локализации волновой функции на диэлектрической стороне¹⁰ следует, что $\nu = 0,55 \pm 0,10$. Из этих же работ следует, что зависимость (1) выполняется в более широкой области концентраций (на металлической стороне вплоть до $N = 2 \div 3N_c$) по сравнению с жесткими требованиями применимости скейлинговой теории локализации. Обработка экспериментальных данных, приведенных на рис. 1, показала, что изменение $\Delta\sigma_0$ как функция N также описывается выражением (1) с $\nu = 0,5 \pm 0,1$ и $\Delta\sigma_0^{min} = 0,55$ Ом·см (где $\Delta\sigma_0^{min}$ – значение магнитопроводимости при минимальной металлической проводимости по Мотту), что в пределах ошибки измерения удовлетворительно согласуется с ранее найденным значением ν . Интересно отметить, что у наиболее близко стоящих к переходу образцов величина $\Delta\sigma_0$ существенно меньше, чем то, что следует ожидать из выражения (1) (показано на рис. 1 штриховой линией). Это отклонение разумно связать с появлением локализованных спинов, подавляющих, как отмечалось выше, интерференционный эффект аномального магнитосопротивления. Этот вывод согласуется с¹¹, где показано, что вблизи перехода металл – диэлектрик могут одновременно находиться как локализованные, так и делокализованные состояния на уровне E_F , а также с экспериментами по измерению магнитной восприимчивости¹² и удельной теплоемкости¹³.

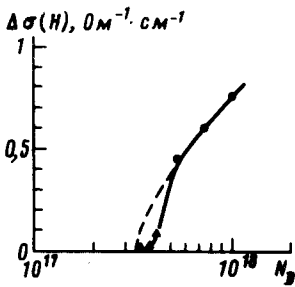


Рис.1.

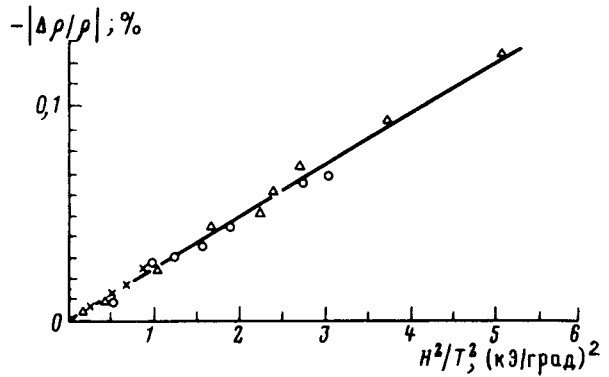


Рис.3.

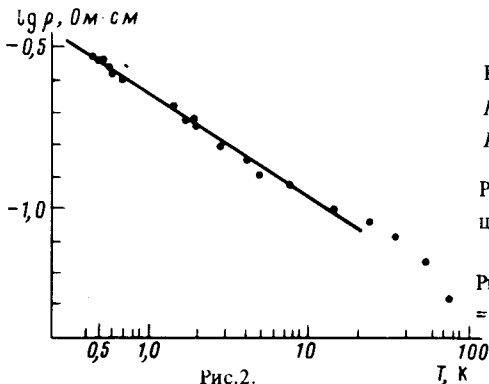


Рис.2.

Рис. 1. Зависимость $\Delta\sigma(H)$ от концентрации примесей при $H = 4$ кЭ и $T < 0,5$ К; \blacktriangle – данные из⁶; при $N = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ $K_F l \approx 0,5$

Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления от T для образца Ge < As > с $N_{As} = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $K = 40$ %

Рис. 3. Зависимость $\Delta\rho/\rho$ от H^2/T^2 для Ge < As > с $N = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $K = 40$ %; \times – 3,0 К, \circ – 2,0 К, Δ – 1,55 К

Увеличение компенсации ведет к увеличению разупорядоченности и усилению эффектов локализации. Поэтому в компенсированном материале возникновение локализованных спинов можно наблюдать в более широкой области концентраций вблизи ПМД на металли-

ческой стороне. На рис. 2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ образца $n\text{-Ge} < \text{As} >$ с концентрацией $N = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K = 40\%$. Как видно из рисунка $\rho \sim T^{-0,32 \pm 0,02}$ ¹⁾. Поскольку, как уже отмечалось, зависимость $\sigma = (\rho)^{-1} \sim T^{1/3}$ указывает на наличие локализованных магнитных моментов, следует ожидать, что магнитосопротивление этого образца должно описываться формулой Иосиды -- Тойозавы:

$$-\frac{\Delta\rho}{\rho} = C \operatorname{th}^2(\mu H/kT), \quad (2)$$

где C -- константа, зависящая от концентрации локализованных спинов, а также от величины плотности состояний на уровне E_F ; в области насыщения магнитосопротивления

$$C \cong \left| \frac{\Delta\rho}{\rho} \right|_{\text{нас}}.$$

Действительно, эксперимент показал, что в полях до $H \approx 3,5 \text{ кЭ}$ величина отрицательного магнитосопротивления пропорциональна H^2/T^2 , причем $g = 1,57$ ¹⁵, $\mu = \mu_B$, где μ_B -- магнетон Бора и $C \approx 2\%$ (рис. 3). Следует отметить, что в отличие от случая, когда $N \gg N_c$ и $\Delta\sigma$ изотропна по отношению к направлению H относительно ориентации образца¹⁶, при $N \sim N_c$ должна наблюдаться анизотропия $\Delta\sigma$, связанная с анизотропией g -фактора.

В заключение авторы выражают благодарность Р.В.Парфеньеву за помощь в проведении измерений в области температур ниже 1 К, а также А.Г.Аронову и Б.Л.Альтшулеру за полезные обсуждения результатов.

Литература

1. Kawabata A. J. Phys. Soc. Jpn., 1980, **49**, 628.
2. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, **81**, 768.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G. Electron interaction in disordered Conductors. To appear in: Modern problems in condense matter science. Volum -- Electron -- electron interaction in disordered systems. Edited A.L. Efros and M.Pollak. North -- Holland published Company.
4. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ. 1983, **37**, 349.
5. Yosida K. Phys. Rev., 1957, **107**, 396; Toyozawa Y. J. Phys. Soc., Jpn., 1982, **17**, 986.
6. Gonda S. Res. Electrotech. Labor., 1973, 738.
7. Fritzsche H. J. Phys. Chem. Solids, 1958, **6**, 69.
8. Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
9. Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Bhatt R.N. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1723; Paalanen M.A., Rosenbaum T.F., Thomas G.A., Bhatt R.N. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1284.
10. Ionov A.N., Shlimak I.S., Matveev M.N. Solid State Comm., 1983, **47**, 763.
11. Phillips J.C. Phil. Mag. B, 1983, **47**, 407.
12. Ikehata S., Ema T., Kobayashi S., Sasaki W. J. Phys. Soc. Jpn., 1981, **50**, 3655.
13. Sasaki W. Phil. Mag., 1980, **B42**, 725.
14. Забродский А.Г. ФТП, 1980, **14**, 1492.
15. Wilson D.K. Phys. Rev., 1964, **134**, A265.
16. Ионов А.Н., Шлимак И.С. Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 160.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

8 января 1984 г.

¹⁾ На наличие такого рода зависимости в образце с аналогичными параметрами указывалось в ¹⁴.