

## АНОМАЛЬНАЯ МАГНИТОПРОВОДИМОСТЬ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ Р-ТИПА

А. Н. Ионоу

Показано, что аномальное положительное магнитосопротивление  $p$ -Ge качественно и количественно описывается теорией без учета взаимодействия между дырками. Обнаружено, что с понижением температуры отрицательное магнитосопротивление однооснодеформированного  $p$ -Ge переходит в аномальное положительное.

Новая теория магнитопроводимости сильно легированных полупроводников<sup>1</sup>, основанная на электрон-электронном взаимодействии и квантовых поправках к кинетическим коэффициентам является в настоящее время предметом тщательной экспериментальной проверки. В  $n$ -Ge обнаружено поведение магнитопроводимости ( $\Delta\sigma$ ), предсказанное теорией как для двумерной, так и трехмерной проводимости<sup>2-4</sup>. Анализу экспериментальных данных в вырожденном  $p$ -Ge посвящена настоящая работа.

В  $p$ -Ge, как известно, наблюдается аномальное положительное магнитосопротивление (АПМС), которое имеет такие же зависимости от температуры и концентрации примесей как и отрицательное магнитосопротивление (ОМС) в  $n$ -Ge<sup>5</sup>. АПМС объясняется теорией<sup>1</sup> при учете: 1) сложной структуры  $v$ -зоны; 2) взаимодействия между дырками. В случае отсутствия деформации, выражение для  $\Delta\sigma$  без учета классического ПМС имеет следующий вид<sup>1</sup>:

$$\Delta\sigma(H) = -\frac{e^2}{8\pi^2\hbar} f\left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi\right) \left(\frac{eH}{\hbar c}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{4} \beta(T)\right] + \frac{1}{16} \Delta\sigma^{(1)}, \quad (1)$$

где

$$\Delta\sigma^{(1)} = -C(T) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar c}\right)^{1/2} \varphi\left(\frac{2DeH}{\pi cT}\right), \quad f(x) = \begin{cases} 0,605 & x \gg 1 \\ x^{3/2}/48 & x \ll 1 \end{cases}$$

$$\varphi(z) = \begin{cases} 1,9 & z \gg 1 \\ 0,33 z^{3/2} & z \ll 1 \end{cases}, \quad x \equiv \frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi, \quad z \equiv \frac{2DeH}{\pi cT}$$

$D$  – коэффициент диффузии,  $\tau_\varphi$  – время релаксации фазы волновой функции из-за неупругих столкновений,  $\beta(T)$  – поправка Маки – Томпсона; остальные обозначения общеприняты. Член  $\Delta\sigma^{(1)}$  связан с взаимодействием между дырками. Знак  $\Delta\sigma^{(1)}$  определяется знаком константы эффективного взаимодействия  $C(T)$ . В случае притяжения  $C(T) < 0$ , а при отталкивании  $C(T) > 0$ . Для нашего случая  $\beta(T)$ ,  $C(T) < 1$ . Для сравнения с теорией при  $T = 4,2$  К исследовалась  $\Delta\sigma$   $p$ -Ge  $\langle Ga \rangle$  с  $p = 1,6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и  $\rho = 1,249 \cdot 10^{-3}$  Ом·см.

Коэффициент диффузии  $D$  рассчитывался по формуле  $D = \frac{2}{3} \epsilon_F \frac{\mu}{e}$ , где  $\epsilon_F$  – энергия Ферми,  $\mu$  – холловская подвижность дырок. При определении  $\epsilon_F$  эффективная масса плотности состояний для дырок принималась равной  $0,388 m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона. Для нашего случая  $D \cong 12$  см<sup>2</sup>/с, а  $\tau_\varphi \cong T^{-3/2} \sim 10^{-11}$  с<sup>3</sup>. На рис. 1 приведены экспериментальные значения  $\Delta\sigma$  как функция  $H$ . При этом учитывалось классическое ПМС, которое экспериментально определялось при высоких  $T$ , где АПМС можно пренебречь. Подставив полученные значения для  $D$  и  $\tau_\varphi$  в (1) получим, что  $x \gg 1$  уже при  $H \geq 3$  кЭ, в то время как  $z \gg 1$  только при  $H > 50$  кЭ. В этом случае в исследованном диапазоне  $H$ , где  $z \cong 1$ , можно пренебречь взаимодействием между дырками, поэтому экспериментальные данные следует сравнивать с теоретической зависимостью, построенной согласно (1) для сильных полей без учета эффекта взаимодействия (рис. 1). Из рисунка видно, что теоре-

тическая зависимость  $\Delta\sigma$  удовлетворительно описывает полученные экспериментальные значения, если начало координат сдвинуть на величину  $\Delta\sigma_0$  <sup>1)</sup>.

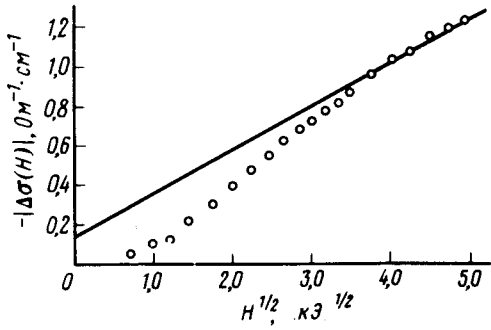


Рис.1. Зависимость  $\Delta\sigma$  от  $H^{1/2}$  для  $p = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 4,2 \text{ К}$ ; прямая построена согласно (1) без учета взаимодействия между дырками

Дополнительной проверкой теории является поведение  $\Delta\sigma p\text{-Ge}$  под действием одноосного сжатия. При деформации, как известно, снимается вырождение валентной зоны. Отщепившиеся  $v$ -зоны становятся эллипсоидальными, что приводит к небольшой анизотропии коэффициента диффузии. Например, при сжатии вдоль (100) коэффициент анизотропии холловской подвижности вдоль главных осей эллипсоида будет  $\mu_{\parallel} / \mu_{\perp} \cong 1,6$ . Когда деформационное расщепление двукратно вырожденных по спине зон больше  $\epsilon_F$ , теория <sup>1</sup> предсказывает смену знака эффекта с положительного аномального на отрицательный. В этом случае выражение для  $\Delta\sigma$  в деформированном германии с учетом анизотропии  $D$  будет <sup>1</sup>:

$$\Delta\sigma_{ik} = \frac{D_{ik}}{D_a} \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left( \frac{eH}{\hbar c} \frac{D_c}{D_a} \right)^{1/2} \left\{ -\frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \beta(T) \right] f \left( \frac{4DeH}{\hbar c} \tau_{\varphi} \right) + \frac{3}{2} \left[ 1 - \frac{1}{2} \beta(T) \right] f \left( \frac{4DeH}{\hbar c} \frac{1}{\tau_{s0}^{-1} + \tau_{\varphi}^{-1}} \right) \right\} + \Delta\sigma_{ik}^{(1)}, \quad (2)$$

где  $\Delta\sigma_{ik}^{(1)} = -C(T) \frac{e^2}{2\pi^2} \frac{D_{ik}}{D_a} \left( \frac{eH}{\hbar c} \frac{D_c}{D_a} \right)^{1/2} \varphi \left( \frac{2D_c eH}{\pi c T} \right)$ ,  $\tau_{s0}$  – время релаксации

спин-орбитального взаимодействия,  $D_{ik}$  – тензор коэффициента диффузии,  $D_c^2 = D_{\perp} (D_{\perp} \cos^2 \theta + D_{\parallel} \sin^2 \theta)$ ,  $D_a = (D_{\parallel} D_{\perp}^2)^{1/3}$ ,  $\theta$  – угол между направлениями одноосного сжатия и магнитного поля. Из (2) следует, что при  $\tau_{s0} \gg \tau_{\varphi}$  (это имеет место при деформации) второй член в фигурных скобках оказывается больше, чем первый. Это в итоге может привести к смене знака, т.е. к ОМС, если  $|\Delta\sigma_{ik}^{(1)}|$  величина небольшая. Однако, с понижением температуры  $|\Delta\sigma_{ik}^{(1)}|$  растет, что должно опять привести к смене знака эффекта, т.е. возникнуть АПМС при  $C(T) > 0$ .

Для проверки выводов теории была исследована зависимость  $\rho$  от  $T$  деформированного  $p\text{-Ge}$  при двух взаимноперпендикулярных направлениях  $H$ . Образцы с концентрацией акцепторов  $p = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (компенсация специально не вводилась) были ориентированы своей длинной гранью вдоль направления (100). Деформация прикладывалась вдоль длинной грани. Магнитное поле было параллельно ( $H_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp}$ ) направлению деформации. Оценим для нашего случая при каких  $H$  и  $T$  следует ожидать ОМС. Для  $\rho = 2,13 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  получим, что  $D_{\perp} \cong 5,5 \text{ см}^2/\text{с}$  ( $H_{\perp}$ ) и  $D \cong 9,0 \text{ см}^2/\text{с}$  ( $H_{\parallel}$ ). Подставив полученные значения в (2) получим, что при  $T = 4,2 \text{ К}$  и  $H = 5 \text{ кЭ}$   $\Delta\sigma_{ik} > 0$ . На рис.2

<sup>1)</sup> Происхождение  $\Delta\sigma_0$  связано с учетом следующего члена в разложении функции  $f(x)$  в сильных магнитных полях. Автор благодарен Т.А.Полянской, обратившей его внимание на это.

приведена зависимость  $\rho$  как функция  $T$  при  $H = 0$  кЭ и  $H = 5$  кЭ. В области  $4,2 \div 3,0$  К при  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  действительно наблюдается ОМС<sup>1)</sup>.

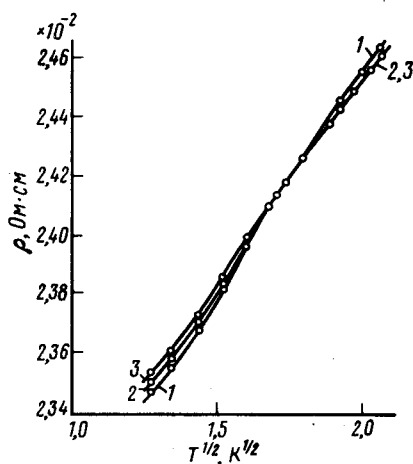


Рис.2. Зависимость  $\Delta\sigma$  от  $T$  деформированного  $p$ -Ge ( $p = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\chi = 3,9 \text{ т/см}^2$ ): 1 —  $H = 0$  кЭ, 2 —  $H_{\perp} = 5$  кЭ, 3 —  $H_{\parallel} = 5$  кЭ

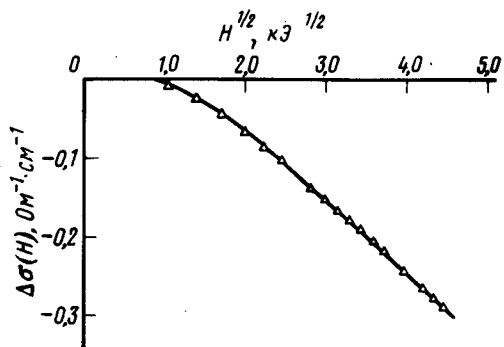


Рис.3. Зависимость  $\Delta\sigma$  от  $H$  деформированного  $p$ -Ge ( $p = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\chi \parallel (111)$ ,  $\chi = 3,9 \text{ т/см}^2$ ) при  $T = 1,6$  К

Рассмотрим характер зависимости  $\rho$  от  $T$  образца  $p$ -Ge, подвергнутого сжатию. Из рис.2 видно, что с понижением температуры ОМС сменяется анизотропным ПМС. При этом  $|\Delta\sigma|$  при  $H \geq 5$  кЭ пропорциональна  $H^{1/2}$ , что находится в качественном согласии с<sup>1</sup> (рис. 3). Необходимо отметить, что к АПМС приводит не только взаимодействие между дырками с константой взаимодействия  $C(T) > 0$ , но также спиновое расщепление свободных дырок в магнитном поле<sup>8</sup>. В обоих случаях теории предсказывают АПМС по величине одного порядка, пропорциональное  $H^2$  в слабых полях и  $H^{1/2}$  в сильных. Однако, эти теории предсказывают различное поведение  $\Delta\sigma$ <sup>(1)</sup> по отношению к величинам  $D$  и  $g$ -фактора для свободных дырок. Из<sup>1</sup> следует, что  $|\Delta\sigma$ <sup>(1)</sup> при  $z \cong 1 \div 2$  будет возрастать с увеличением  $D$  и не будет зависеть от  $g$ -фактора. Из<sup>8</sup> следует, что  $|\Delta\sigma$ <sup>(1)</sup> будет уменьшаться с увеличением  $D$  и возрастать с ростом  $g$ -фактора. Учет только анизотропии  $D$  в нашем случае приводит к анизотропии магнитопроводимости с  $K = 1,4$ , где  $K = \Delta\sigma_{\perp} / \Delta\sigma_{\parallel}$ . Если же принять во внимание анизотропию  $g$ -фактора свободных дырок деформированного  $p$ -Ge ( $g_{\perp} / g_{\parallel} = 1,5$ ), то при  $g\mu H \lesssim kT$   $K = 2$ <sup>8</sup>. Последнее значение величины анизотропии АПМС совпадает с экспериментальным.

В заключение выражаю благодарность А.Г.Аронову, Б.Л.Альтшулеру, И.С.Шлимаку и Т.А.Полянской за обсуждение затронутых в статье вопросов.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
2. Зинчик Ю.С., Козырев С.В., Полянская Т.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 278.
3. Полянская Т.А., Сайдашев И.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 378.
4. Ионов А.Н., Шлимак И.С. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 160.
5. Roth H., Straub W.O., Berqard W., Mulkern G.E. Phys. Rev. Lett., 1963, 11, 328.
6. Hall G.G. Phys. Rev., 1962, 128, 68.
7. Sugiyama K., Kobayashi A. J. Phys. Soc. Jap., 1963, 18, 163.
8. Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Preprint.

Поступила в редакцию  
29 марта 1982 г.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе

1) Впервые о наблюдении ОМС в одноосносжатом  $p$ -Ge сообщалось в<sup>7</sup>.