

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА НА АКЦЕПТОРНЫХ ЦЕНТРАХ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ТЕЛЛУРЕ

Г.Л.Бир, В.Г.Кричель, Г.Е.Лихус,
И.И.Фарбштейн

Приведены экспериментальные данные, показывающие, что отрицательное магнетосопротивление (ОМС) в теллуре не обладает заметной анизотропией и не отличается существенно от ОМС в других полупроводниках. С другой стороны, теоретически показано, что зеемановское расщепление акцепторных состояний в теллуре существенно анизотропно и при $H \perp C_3$ практически отсутствует. Таким образом, теория ОМС Тоедзавы оказывается не применимой к теллuru.

Отрицательное магнетосопротивление полупроводников (ОМС) было впервые обнаружено при исследовании теллура [1]. Впоследствии ОМС детально исследовалось как на теллуре [2, 3], так и на многих других полупроводниках. Эффект ОМС обычно объясняется механизмом Тоедзавы [4]: уменьшением рассеяния носителей тока с переворотом спина на магнитных моментах локализованных электронов вследствие расщепления примесных уровней в магнитном поле. Согласно [5], при этом

$$-\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim M^2 \sim V_j(x), \quad (1)$$

где $V_j(x)$ – функция Бриллюэна, $x = j\mu_B gH/kT$, $\mu^* = jg\mu_B$ – эффективный магнитный момент. Для ряда полупроводников ОМС приближенно описывается формулой (1), при этом μ^* обычно оказывается значительно больше, чем для свободных носителей тока (см. ..., например, [5, 6]).

В настоящем сообщении приведены экспериментальные данные и проведен их количественный анализ, показывающий, что ОМС в теллуре как при $H \parallel C_3$, так и при $H \perp C_3$ не отличается от ОМС в других полупроводниках и зависимость ОМС от H и T в слабых магнитных полях приближенно описывается (1). Однако, из приведенных ниже теоретических расчетов следует, что характер зеемановского расщепления примесей в теллуре существенно иной, чем в других полупроводниках и не может объяснить ОМС.

Теория. Структура валентной зоны теллура схематически показана на рис. 1. Ее особенностью является отсутствие спинового вырождения дырок [7]. Примесные уровни, соответствующие экстремумам в точках $K_0 \pm \kappa_0$, расщепляются на симметричные и антисимметричные состояния [8]. Согласно [3] это расщепление $2\Delta = 0,16$ эВ при энергии ионизации $E_i = 1,47$ эВ. Каждый из этих уровней двукратно вырожден из-за инвариантности к инверсии времени, объединяющей точки K_0 и $-K_0$. Как показывает расчет, расщепление примесных уровней в продольном магнитном поле описывается формулой

$$E = \pm \left[\left(\frac{1}{2} G \mu_B H_z \right)^2 + \Delta^2 \pm G \mu_B H_z |\delta| \right]^{1/2}. \quad (2)$$

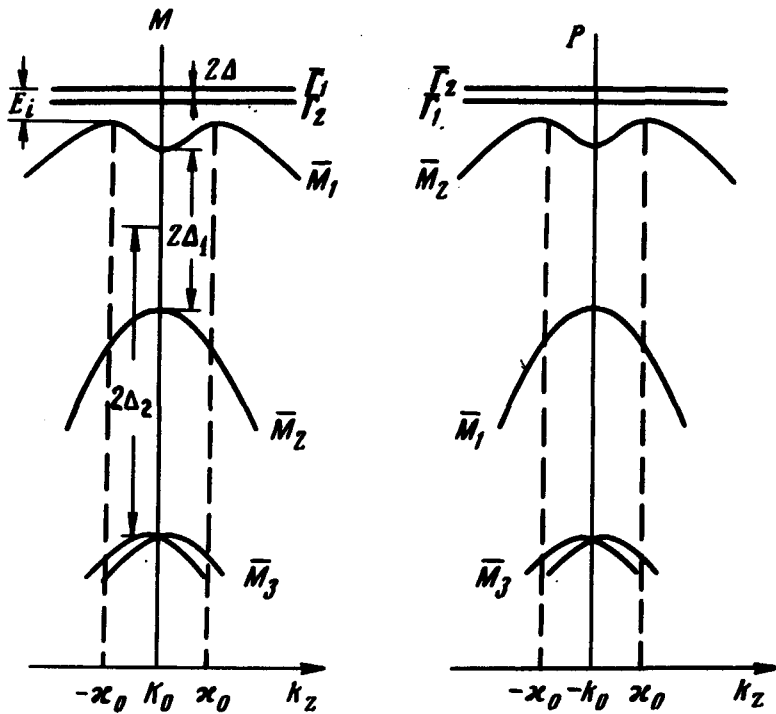


Рис. 1. Структура валентной зоны и акцепторных состояний в теллуре

Здесь G – константа, определяющая относительное смещение зон в точках k_0 и $-k_0$ в поле $H \parallel C_3$. Согласно [9] $G = 5$. δ – константа, определяющая смешивание симметричного состояния в $K_0 - \bar{\Gamma}_1(M)$ и антисимметричного в $-K_0 - \bar{\Gamma}_1(P)$ (и наоборот) за счет примесного потенциала: $\delta/\Delta = (\kappa_0/K_0)^2 \epsilon = 0,1$ (ϵ – диэлектрическая постоянная). В слабом поле расщепление каждого из вырожденных состояний линейно по H_z и соответствующий g -фактор равен $g_{||} = G(\delta/\Delta) \approx 0,5$. При $\delta = 0$ $g_{||} = 0$, что объясняется отсутствием относительного смещения зон в точках K_0 и $-K_0$ при $H \parallel C_3$ [7]. При $H \perp C_3$ расщепление примесного центра совпадает со смещением зон в точках K_0 и $-K_0$ и равно

$$E = \pm \Delta \pm \gamma (H_+^3 + H_-^3). \quad (3)$$

Как показывает оценка $\gamma \approx g\mu_B (g\mu_B/2\Delta_1)^2$; согласно [7, 9] $g \approx 10$, $2\Delta_1 \approx 0,2$ эВ, т. е. $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-7}$ эВ/кЭВ³.

В теллуре возможны два канала рассеяния дырок на акцепторном центре – без изменения состояния самого центра и с переходом примесного электрона в крамерово сопряженное состояние. Из-за отсутствия спинового вырождения валентной зоны вероятность второго механизма (который в принципе может приводить к ОМС) уменьшается на величину $\Delta_2^2 / (\Delta_2^2 + V^2 \kappa_0^2)$, равную 0,6 [7].

Эксперимент. На рис. 2 представлены экспериментальные данные по исследованию ОМС Те для образца с $p = 4,6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при $J \perp C_3$, $H \parallel C_3$ и $H \perp C_3$. Для сопоставления здесь же показана зависимость

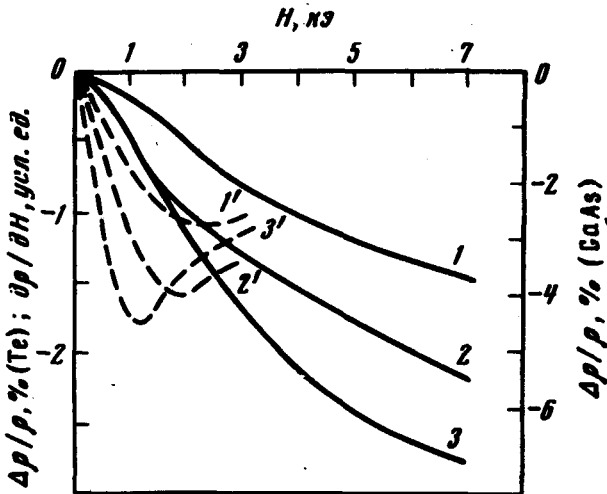


Рис. 2. Зависимость $\Delta\rho/\rho$ от напряженности магнитного поля: 1 – Те, $H \perp C_3$, $T = 2,2^\circ\text{K}$, 2 – Те, $H \parallel C_3$, $T = 2,2^\circ\text{K}$, 3 – $n\text{-GaAs}$, $T = 1,6^\circ\text{K}$. Пунктирные линии – соответствующие зависимости $d\rho(H)/dH$

$\Delta\rho/\rho$ для образца $n\text{-GaAs}$ с $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эти данные демонстрируют малую анизотропию ОМС в Те при общем сходстве с ОМС в кубическом $n\text{-GaAs}$. На этом же рисунке показана производная $d\rho/dH = f(H)$ полученная путем модуляции магнитного поля на глубину 15 э. Измерение $d\rho/dH$ позволяет провести сравнение экспериментальной зависимости $\rho(H)$ с формулой (1), не используя область сильных магнитных полей, где возрастает роль лоренцевской компоненты $(\Delta\rho/\rho)_L$. В данном образце из-за сильного вырождения $(\Delta\rho/\rho)_L$ в области минимума $d\rho/dH$ не превышала 0,1%. Заметим, что именно трудности с выделением $(\Delta\rho/\rho)_L$ препятствовали ранее количественному анализу ОМС в Те. На рис. 3 результаты таких измерений сопоставлены с теоретической зависимостью $-d\rho/dH \sim [V_{1/2}^2(x)]^t$. При этом μ^* подбиралось так, чтобы экспериментальные и теоретические кривые совпадали в максимуме: для Те при $H \parallel C_3$ $\mu^* = 9\mu_B$; при $H \perp C_3$ $\mu^* = 11\mu_B$. Для $n\text{-GaAs}$ $\mu^* = 13\mu_B$, что близко к приведенному в [10] значению $\mu^* = 10\mu_B$ для образца с такой же концентрацией.

Таким образом, эксперимент не показывает существенной анизотропии ОМС в Те, которая должна была бы быть при механизме Тоедзавы вследствие резкой анизотропии g -фактора. Кроме того, зависимость $\rho(H)$ при тоедзавовском механизме ОМС при $H \perp C_3$, когда расщепление пропорционально H^3 , должна быть совершенно иной, чем при $H \parallel C_3$, что также не наблюдается на эксперименте¹⁾.

Так как ОМС в Те ни по характеру анизотропии, ни по виду зависимости от магнитного поля не отличается от ОМС в ряде других полупроводников, то универсальность механизма Тоедзавы вызывает сомнение.

¹⁾ Авторы [3], не проводя количественного анализа, также отмечали трудности объяснения ОМС в теллуре теорией Тоедзавы.

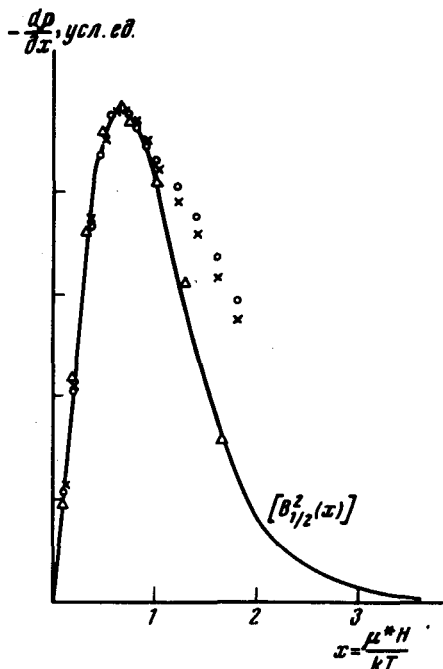


Рис. 3. Зависимость $d\rho(x)/dx$: ○ — Те, $H \perp C_3$, $T = 2,2^\circ\text{K}$, Δ — Те, $H \parallel C_3$, $T = 2,2^\circ\text{K}$, \times — n-Ga As, $T = 1,6^\circ\text{K}$. Сплошная линия — производная от квадрата функции Бриллюэна $[B_{1/2}(x)]^2$.

По-видимому, для объяснения ОМС в Те, во всяком случае при $H \perp C_3$, необходимо учитывать квантование электронного спектра.

Авторы благодарят С.С Шалыта за постоянный интерес к работе, Е.Ф Шендера за плодотворные дискуссии, В.Березовца, участвовавшего в измерениях, и Т.С.Лагунову, предоставившую образец Ga As.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 декабря 1973 г

Литература

- [1] Р.А.Ченцов. ЖЭТФ, 18, 374, 1948.
- [2] А.М.Погарский, М.С.Бреслер, И.И.Фарбштейн, С.С.Шалыт. ФТП, 2, 939, 1968.
- [3] K.Takita, T.Hagiwara, S.Tanaka. J. Phys. Soc. Japan, 34, 1548, 1973
- [4] Y.Toyozaawa. J.Phys. Soc. Japan, 17, 986, 1962.
- [5] F.T.Hedgcock. Canad. J. Phys., 45, 1473, 1967.
- [6] Ю.В.Шмарцев, Е.Ф.Шендер, Т.А.Полянская. ФТП, 4, 2311, 1970.
- [7] М.С.Бреслер, В.Г.Веселаго, Ю.В.Косичкин, Г.Е.Пикус, И.И.Фарбштейн, С.С.Шалыт. ЖЭТФ, 57, 1479, 1969.
- [8] Л.С.Дубинская. ФТП, 6, 1457, 1972.
- [9] V.V.Anzin, Yu. V.Kosichkin, V.G.Veselago, M.S.Bresler, I.I.Farbstein, E.S.Itskevich, V.A.Sukhoparov. Solid State Comm. 8, 1773, 1970.
- [10] Ш.М.Гасанли, О.В.Емельяненко, Т.С.Лагунова, Д.Н.Наследов. ФТП. 6, 2010, 1972.