

## К ВОПРОСУ О ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te

Германенко А. В., Кружаев В. В., Миньков Г. М.,  
Рут О. Э.

Экспериментально исследованы удельное сопротивление ( $\rho$ ) и эффект Холла в  $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с  $\epsilon_g \approx -40$  мэВ в магнитных полях до 50 кЭ и области температур 1.7—77 К. Показано, что в структурно совершенных кристаллах бесщелевого  $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в полях  $H > 15$  кЭ коэффициент Холла ( $R$ ) положителен и зависимости  $R(1/T)$ ,  $\rho(1/T)$  имеют активационный характер с энергией активации ( $5 \pm 0.5$ ) мэВ, равной энергии ионизации акцептора. Проводимость по примесной зоне при  $N_A - N_D \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, как и в полупроводниковом  $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, не превышает  $10^{-4}$  Ом<sup>-1</sup>.см<sup>-1</sup>.

Необычное положение акцепторного уровня в бесщелевых полупроводниках типа Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (на фоне состояний непрерывного спектра зоны проводимости) во многом определяет поведение гальваномагнитных эффектов при низких температурах в материалах  $p$ -типа. При концентрации акцепторов, далекой от критической концентрации перехода Мотта ( $N_A < N_M$ ,  $N_M$  по оценкам [1] составляет  $2.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), акцепторная зона узка и плотность состояний в ней значительно превышает плотность состояний зоны проводимости. Если концентрация доноров, которые в бесщелевом Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ионизованы при любой температуре, достаточна для заполнения электронами состояний зоны проводимости, находящихся ниже энергии ионизации акцептора ( $N_D > n_0 =$

$\int_0^{\epsilon_A} \rho_s(\epsilon) d\epsilon$ ,  $\rho_s(\epsilon)$  — плотность состояний зоны проводимости), энергия Ферми фиксируется вблизи  $\epsilon_A$  и концентрация электронов проводимости в образце не определяется распределением примесей как для  $N_A > N_D$ , так и для  $N_D > N_A$ , пока выполняется условие  $n_0 < N_D < N_A + n_0$ . Таким образом, бесщелевой полупроводник при прочих равных условиях значительно более однороден по концентрации электронов, чем материал с  $\epsilon_g > 0$ . Это наряду с малой эффективной массой приводит к появлению хорошо различимых осцилляций Шубникова—де-Гааза (а в некоторых случаях даже серии осцилляций в полях до 2 кЭ [2-4]) при сравнительно малых концентрациях электронов  $n_0 = (0.7 \div 2) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, таких, при которых осцилляции Шубникова—де-Гааза, насколько нам известно, не наблюдаются для  $n$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с положительной щелью. Вследствие фиксации уровня Ферми в магнитном поле осциллирует концентрация электронов при пересечении уровнями Ландау энергии Ферми, в результате чего наблюдаются сравнимые по амплитуде с осцилляциями продольного ( $\rho_{||}$ ) и поперечного ( $\rho_{\perp}$ ) сопротивления осцилляции коэффициента Холла [4] и аномально большой 0<sup>-</sup>-максимум в  $\rho_{||}$  [2, 3]. Результаты исследования гальваномагнитных эффектов в условиях изотропного сжатия также свидетельствуют о фиксации уровня Ферми в  $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с  $\epsilon_g < 0$  [4].

В бесщелевом  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  под действием магнитного поля [ $2^{-5}$ ] или изотропного давления [ $4, 6$ ] возникает термическая щель, акцепторный уровень опускается ниже дна зоны проводимости и перестает быть резонансным. При этом в материале  $p$ -типа электроны вымораживаются на акцептор и удельное сопротивление образца увеличивается на несколько порядков. Этот эффект неоднократно наблюдался для бесщелевого  $p$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $N_A - N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [ $2^{-6}$ ], однако сопротивление резко возрастает лишь до значений  $\rho \approx 1 - 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , а затем меняется слабо. Коэффициент Холла ( $R$ ) быстро уменьшается с ростом магнитного поля и после выхода акцепторной зоны в термическую щель в большинстве случаев насыщается, оставаясь отрицательным [ $3, 6, 7$ ]. С ростом температуры  $R$  в больших магнитных полях претерпевает двойную инверсию знака [ $3, 6$ ]. Для описания наблюдаемых зависимостей некоторые авторы (см., например, [ $3$ ]) ввели в рассмотрение, кроме электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны, третий тип носителей — так называемые «тяжелые» электроны, связывая их с проводимостью по примесной зоне. Такое объяснение нельзя считать удовлетворительным, так как значения проводимости слишком велики для проводимости по примесной зоне, а полученные значения

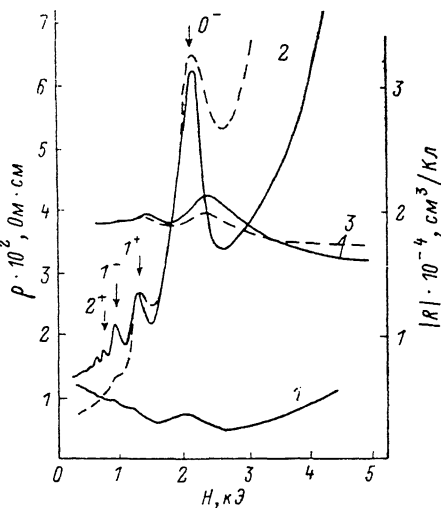


Рис. 1. Осцилляции продольного (1) и поперечного (2) сопротивления и коэффициента Холла (3) при  $T=1.8 \text{ К}$  для образцов 1 (штриховые линии) и 2 (сплошные).

Стрелками на рис. 1 и 2 указаны теоретически рассчитанные положения осцилляционных максимумов.

подвижности «тяжелых» электронов и вовсе фантастические:  $R\sigma > > 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Учитывая тот факт, что аналогичная аномалия в полупроводниковом  $p$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (а именно электронный знак коэффициента Холла и малое значение  $\rho$  при низких температурах) обусловлена наличием областей  $n$ -типа либо в объеме, либо на поверхности образца, т. е. несовершенством кристаллов, естественно предположить, что и в бесщелевом материале причина та же. Ранее нами показано [ $8$ ], что совершенствование технологии выращивания и отжига позволяет получить кристаллы  $p$ - $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  достаточно высокого качества с классическими температурными зависимостями проводимости и коэффициента Холла и со значением  $\rho$  ( $4.2 \text{ К}$ )  $> 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при  $N_A \approx \approx (0.3 \div 1.0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В настоящей работе приводятся результаты исследования гальваномагнитных эффектов в бесщелевом  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , прошедшем ту же термообработку, что и образцы в работе [ $8$ ].

Измерения проводились при температуре  $1.7 - 77 \text{ К}$  в магнитных полях до  $50 \text{ кЭ}$ . Непосредственно перед измерением образцы травились в 5% -м растворе брома в бутаноле для исключения возможного влияния поверхностной проводимости. Разность концентраций акцепторов и доноров  $N_A - N_D$  определялась по измерениям эффекта Холла в магнитном поле до  $200 \text{ кЭ}$  при температуре истощения примесей ( $T=70 - 80 \text{ К}$ ). В нашем распоряжении имелось два образца одного состава, вырезанных из одной шайбы и прошедших разную термообработку. Ширина запрещенной зоны составляла  $\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8) \approx -40 \text{ мэВ}$  при  $T=4.2 \text{ К}$ . Образец 1 был отожжен в условиях, способствующих наиболее полному «залечиванию» вакансий ртути, и имел  $N_A - N_D \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , образец 2 отжигался в тех же условиях, что и образцы из [ $8$ ], и для него  $N_A - N_D$  составляла  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Для обоих образцов при низких температурах наблюдаются хорошо различимые осцилляции продольного и поперечного магнитосопротивления и коэффициента Холла (рис. 1). Концентрация электронов, определенная из периода

осцилляций, совпадает с  $1/(e |R(H \rightarrow 0)|)$  и составляет для обоих образцов:  $n_0 \approx 3.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Значительная амплитуда осцилляций коэффициента Холла, аномально большая величина  $0^+$ -максимума в  $\rho_{\parallel}$ , одинаковость концентрации электронов для образцов, прошедших разную термообработку, — все это свидетельствует о том, что уровень Ферми фиксирован на акцепторе и с увеличением магнитного поля осциллирует концентрация электронов. По температурной зависимости амплитуды осцилляций от 1.7 до 4.2 К была определена величина эффективной массы на уровне Ферми  $m_e/m_0 = (0.0035 \pm 0.0005)$ , что при величине матричного элемента  $P = 8.2 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} \cdot \text{см}$  [9] соответствует ширине

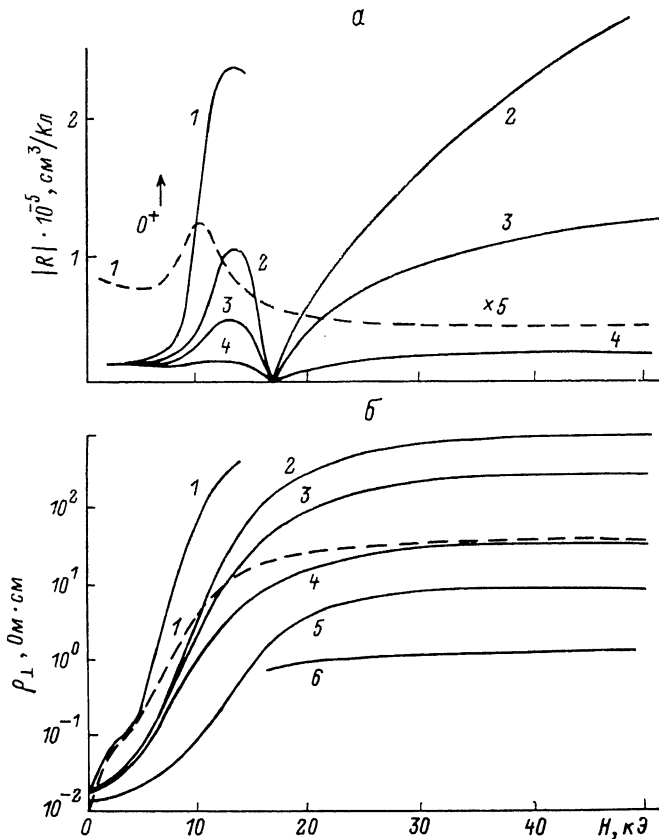


Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла (а) и поперечного сопротивления (б) от магнитного поля для образцов 1 (штриховые кривые) и 2 (сплошные).

$T, \text{ К: } 1 - 4.2, 2 - 9, 3 - 11, 4 - 15, 5 - 18, 6 - 35.$

запрещенной зоны  $\epsilon_g = -(40 \pm 5) \text{ мэВ}$ . Энергия Ферми, определенная из концентрации и эффективной массы электронов, составляет  $(4.7 \pm 0.5) \text{ мэВ}$ . Рассчитанные в трехзонной модели Кейна значения магнитного поля, соответствующие пересечению энергии Ферми уровнями Ландау, указаны стрелками на рис. 1 и хорошо согласуются с экспериментальными положениями осцилляций (при расчете полагалось, что уровень Ферми фиксирован акцепторным уровнем и не меняется с ростом магнитного поля). После пересечения энергии Ферми последним  $0^+$ -уровнем Ландау электроны вымораживаются в акцепторную зону, что приводит к резкому возрастанию (в образце 2 в 10 раз) коэффициента Холла в поле 8—10 кЭ (рис. 2, а). Ранее этот рост не наблюдался, хотя он и является естественным для бесщелевого  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$   $p$ -типа. При этом удельное сопротивление образцов резко возрастает: в образце 2 — до  $5 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$ , а в образце 1 — до  $30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (рис. 2, б) и для обоих образцов слабо зависит от ориентации магнитного поля ( $\rho_{\parallel} \approx \rho_{\perp}$ ). Такое поведение коэффициента Холла и проводимости свидетельствует о том, что в малых магнитных полях гальваномагнитные эффекты определяются только

электронами зоны проводимости. Таким образом, концентрация электронов при  $H=0$   $n_e=1/(e |R(H \rightarrow 0)|)$ , а их подвижность  $\mu_e=R(H \rightarrow 0) \varepsilon(0)$ . Температурные зависимости проводимости, концентрации электронов и их подвижности приведены на рис. 3. Наблюдаемая зависимость  $n(T)$  — плато при  $T < 6$  К и рост с увеличением температуры — не может быть описана при учете лишь акцепторного уровня (зоны), расположенного на фоне состояний зоны проводимости. Однако, если наряду с этим предположить наличие перекрытия валентной зоны и зоны проводимости (которое может быть связано либо с линейными по  $k$  членами, либо с «хвостом» плотности состояний валентной зоны, обусловленным флуктуациями потенциала [10]), можно согласовать рассчитанные зависимости  $n(T)$  с экспериментальными. На зависимости  $\sigma(T)$  при  $T = 6-8$  К (рис. 3) имеется минимум, многократно наблюдавшийся ранее (ссылки

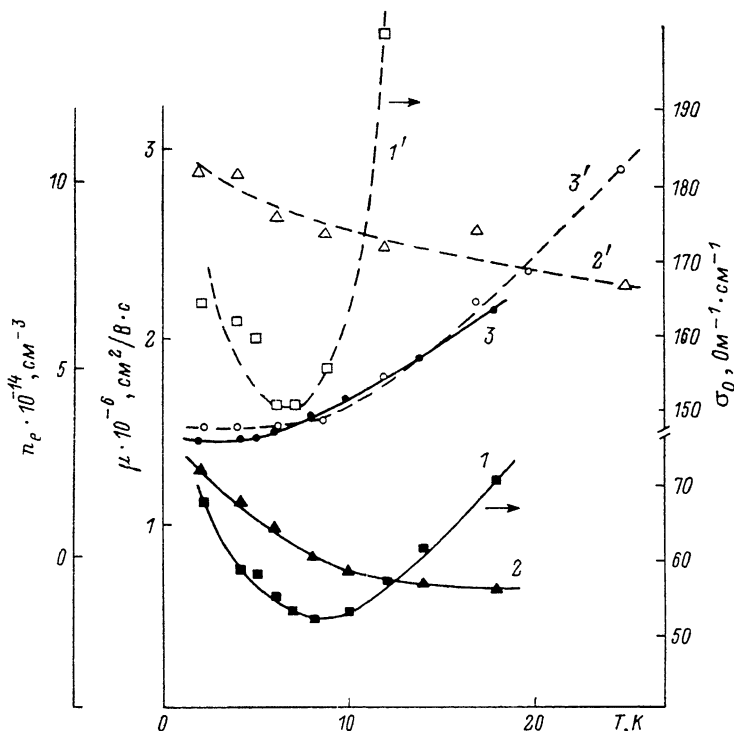


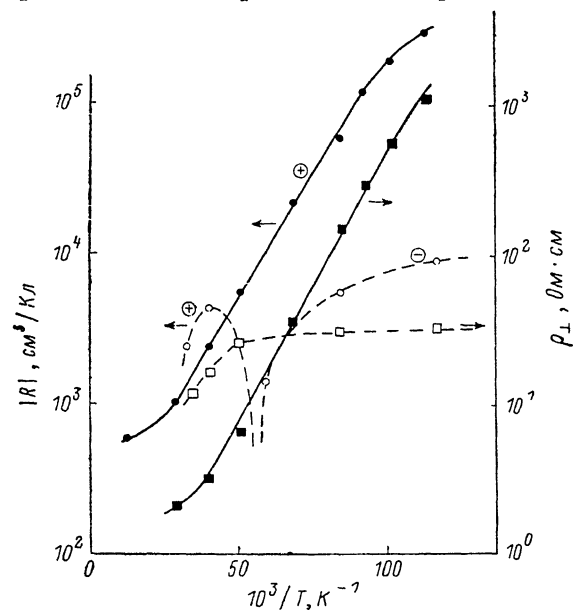
Рис. 3. Температурные зависимости проводимости (1, 1'), подвижности электронов (2, 2') и их концентрации (3, 3') для образцов 1 (1-3) и 2 (1'-3').

на эти работы можно найти в обзоре [1]). Как видно из рисунка, он не связан с минимумом подвижности. Полученных результатов, на наш взгляд, недостаточно для определения преобладающего механизма рассеяния электронов.

Наибольший интерес представляют результаты измерений в больших магнитных полях  $H > 15$  кЭ. В образце 1 при  $T < 17$  К  $R$  остается отрицательным, как и в ряде предыдущих работ [3, 6, 7], а в образце 2, начиная с температуры 8 К (при меньших температурах коэффициент Холла не удается надежно измерить),  $R$  с ростом магнитного поля меняет знак и стремится к насыщению, будучи положительным. При этом удельное сопротивление образца 2 при  $T = 4.2$  К более чем на 2 порядка превышает удельное сопротивление образца 1. Температурная зависимость  $R$  и  $\rho_{\perp}$  в поле  $H=50$  кЭ для образца 2 экспоненциальна (рис. 4), величина  $R\sigma$  слабо зависит от температуры и составляет  $(4-8) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Эти результаты показывают, что в сильных магнитных полях, когда акцепторный уровень выходит в запрещенную зону, эффект Холла и проводимость, так же как и в материалах с  $\epsilon_g > 0$  [8], определяются дырками валентной зоны. Таким образом, по зависимости  $R(T)$  можно определить энергию ионизации акцептора, которая в исследованном образце составляет  $\epsilon_A \approx (5 \pm 0.5)$  мэВ, что хорошо соответствует определенному выше положению

энергии Ферми при  $H=0$ ,  $T=4.2$  К и является дополнительным подтверждением того, что уровень Ферми при низких температурах фиксирован в малых магнитных полях акцепторной зоной.

Наблюдаемый в образце 1 отрицательный знак коэффициента Холла при низких температурах в больших магнитных полях и ограничение удельного сопротивления с ростом  $H$  величиной 30 Ом·см при  $T=4.2$  К (рис. 2, 4), очевидно, не связаны с проводимостью по примесной зоне, которая в образце 1 с концентрацией акцепторов, на порядок меньшей, не может быть больше, чем в образце 2; с ростом температуры, когда при  $H=50$  кЭ проводимость образца 1 приближается к проводимости образца 2,  $R$  (50 кЭ) для образца 1 становится



положительным, и появляется экспоненциальная температурная зависимость  $\rho$  и  $R$ . Следует отметить, что для образца 1  $\rho \neq 1/[eR$  (50 кЭ)] и при  $T > 25$  К, так как  $R(H)$  не насыщается при  $H \leq 50$  кЭ из-за наличия электронного вклада. На наш взгляд, в этом образце, как и в образцах, исследованных в предыдущих работах, когда сопротивление матрицы  $p$ -типа сильно возрастает с увеличением магнитного поля при низких температурах, оно шун-

Рис. 4. Температурные зависимости поперечного сопротивления и коэффициента Холла при  $H=50$  кЭ для образцов 1 (штриховые кривые) и 2 (сплошные).

тируется каким-то паразитным эффектом, связанным с проводимостью по имеющимся в  $p$ -материале  $n$ -областям (возможно, возникающим в связи со скоплением дефектов вдоль малоугловых границ), что не позволяет наблюдать истинную проводимость объема образца и искажает полевую зависимость коэффициента Холла, в частности приводит к исчезновению роста  $R$ , обусловленного вымораживанием электронов при выходе акцепторного уровня в запрещенную зону.

Таким образом, проведенные нами исследования показывают, что в наиболее совершенных кристаллах бесщелевого полупроводника  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (которые могут быть получены специальной термообработкой) не наблюдается никаких «аномалий» в поведении гальваномагнитных эффектов: отрицательного коэффициента Холла при низких температурах в сильных магнитных полях и связанной с этим двойной температурной инверсии знака  $R$ , необычайно высокой проводимости по примесной зоне. В таких кристаллах обнаружен естественный, но никогда ранее не наблюдавшийся рост коэффициента Холла в магнитном поле при выходе акцептора в запрещенную щель, а проводимость по примесной зоне при  $N_A - N_D \approx 10^{16}$  см $^{-3}$ , так же как и в  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $\epsilon_p > 0$ , не превышает  $10^{-4}$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. — Adv. Phys., 1985, v. 34, N 1, p. 43—174.
- [2] Kozacki A., Otmezguine S., Weill G., Verie C. — In: Proc. 13 Int. Conf. Phys. Semicond. Rome, 1976, p. 476—470.
- [3] Арапов Ю. Г., Поникаров Б. Б., Цидильковский И. М., Шелушинина Н. Г. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 684—694.

- [4] Бовина Л. А., Брандт Н. Б., Долбанов С. В., Евсеев В. В., Стафеев В. И., Пономарев Я. Г. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 4, с. 1453—1467.
- [5] Tsidilkovski I. M., Giritat W., Kharus G. I., Neifeld E. A. — Phys. St. Sol. (b), 1974, v. 64, N 2, p. 717—727.
- [6] Carvalho M., Fau C., Averous M. — Lect. Not. Phys., 1982, v. 152, p. 430—434.
- [7] Брандт Н. Б., Белоусова О. Н., Бовина Л. А., Стафеев В. И., Пономарев Я. Г. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, в. 1, с. 330—347.
- [8] Елизаров А. И., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Никитин М. С., Рут О. Э. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 472—476.
- [9] Миньков Г. М., Рут О. Э., Луканин А. И., Кружаев В. В. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 2, с. 356—364.
- [10] Аблязов Н. Н., Райх М. Э. — ФТП, 1984, т. 18, в. 5, с. 883—891.

Уральский государственный  
университет им. А. М. Горького  
Свердловск

Получена 11.06.1986  
Принята к печати 8.09.1987