

## ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК В $n$ - $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$

И.М.Цидильковский, Ю.Г.Арапов, А.Б.Давыдов,  
М.Л.Зверева

Показано, что в магнитных полях, превышающих пороговое поле  $H_0^{xy}$ , в сильно легированных компенсированных полупроводниках  $n$ - $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  происходит переход металл – диэлектрик. Обсуждается зависимость  $H_0^{xy}$  от концентрации электронов.

В последние годы появился ряд работ (например, <sup>1-3</sup>), в которых особенности кинетических коэффициентов у  $n$ - $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  при низких температурах  $0,01 \leq T \leq 30$  К интерпретируются как свидетельство вигнеровской кристаллизации. Другие авторы <sup>4,5</sup> объясняют аналогичные особенности локализацией электронов во флуктуационных ямах потенциального рельефа, образованного случайно распределенными примесями. Авторы <sup>1</sup>, исследовавшие некоторые явления переноса в кристаллах  $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  со степенью компенсации  $K = 0,4 \div 0,5$ , заключили, что концентрация электронов  $n$  постоянна, а подвижность в сильных магнитных полях экспоненциально растет с температурой. Это соответствует качественным соображениям о потоке вязкой жидкости коррелированных электронов <sup>6</sup>. В <sup>2</sup> резкий рост холловского сопротивления  $\rho_{xy}(H)$  у образцов  $n$ - $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  с  $K = 0,4 \div 0,6$  в магнитных полях  $H$ , выше некоторого порогового поля  $H_0^{xy}$ , связывается с вигнеровской кристаллизацией. В <sup>3</sup> те же авторы утверждают, что возрастание  $\rho_{xy}(H)$  обусловлено переходом Мотта. Небольшой провал на кривых  $\rho_{xy}(H)$  в полях  $H < H_0^{xy}$  объясняется на основе модели вязкой жидкости <sup>6</sup>.

Интерпретация опытных данных в <sup>1-3</sup> вызывает серьезные возражения, которые мы изложим в отдельной статье. Здесь же заметим, что при  $K = 0,4 \div 0,6$  флуктуирующее электрическое поле примесей должно разрушить электронное упорядочение.

Мы исследовали зависимости коэффициента Холла  $R(H)$ , продольного  $\rho_{zz}(H)$  и поперечного  $\rho_{xx}(H)$  магнитосопротивлений в интервале температур  $1,7 \leq T \leq 300$  К на сильно легированных ( $N_D a_B^3 \sim 10$ ,  $N_D$  – концентрация доноров,  $a_B$  – борковский радиус) и сильно компенсированных ( $0,6 \leq K \leq 0,8$ ) полупроводниках (СЛКП)  $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  с  $1,1 \cdot 10^{14} \leq n \leq 1,2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Степень компенсации образцов  $K$  оценивалась по подвижности электронов. В квантующих магнитных полях наблюдаются следующие особенности кинетических коэффициентов. 1) С ростом магнитного поля и температуры  $\rho_{zz}$  и  $\rho_{xx}$  изменяются значительно сильнее, чем предсказывает теория для рассеяния на примесных ионах. При этом  $\rho_{zz}(H)$  растет практически также, как и  $\rho_{xx}(H)$ . 2) При температурах  $1,7 \leq T \leq 30$  К в полях  $H > H_0^{xy}$   $|R(H)|$  убывает, причем крутизна спада кривой увеличивается при понижении температуры.

Уменьшение  $|R(H)|$  характерно для ситуации, когда в проводимости участвуют носители заряда со значительно различающимися подвижностями  $\mu_1 \gg \mu_2$ . Проведенный в рамках двухзонной модели анализ зависимостей  $R(H)$  и  $\rho_{xx}(H)$  показывает, что в магнитных полях концентрация легких электронов  $n_1$  убывает, а концентрация тяжелых –  $n_2$  растет (сумма  $n_1 + n_2$  остается постоянной). Уменьшение  $n_1(H)$  напоминает вымораживание электронов на ионизованные доноры. Однако оценка порогового поля перехода Мотта  $H_M$  с помощью соотношения  $2\lambda^2 a_B \frac{N_D}{\ln(a_B/\lambda)} \simeq (0,25)^3$  ( $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$  – магнитная длина) для образцов с  $N_D = 4,8 \cdot 10^{14} \div 3,1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> дает  $H_M = 60 \div 130$  кЭ, что почти на 2 порядка превосходит экспериментальные значения  $H_0^{xy}$ .

Зависимости  $R(H)$  и  $n_1(H)$  хорошо объясняются в рамках теории локализации электронов СЛКП <sup>7</sup>. В сильных магнитных полях ( $\hbar\omega_c \gg \epsilon_F$ ) уровень Ферми понижается относительно уровня протекания  $\epsilon_p$ , и электроны локализируются во флуктуационных ямах – происходит переход металл – диэлектрик. Критическое поле локализации  $H_0$  определяется равенством  $\epsilon_F(H) = \epsilon_p(H)$ .

Радиус экранирования для наших образцов в магнитных полях  $H \geq H_0^{xy}$  в несколько раз меньше длины волны электрона, и согласно <sup>7</sup> для случая нелинейного экранирования

$$H_0 \approx \frac{9\pi^2}{2} \frac{c\hbar}{e} a_B n \frac{1-K}{1+K} \quad (1)$$

Выражение (1) отличается от приведенного в <sup>7</sup> коэффициентом  $9\pi^2/2$ .

Экспериментально найденные значения  $H_0^{xy}$  и вычисленные согласно (1) значения  $H_0$  для образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $0,19 \leq x \leq 0,22$  ( $1,2 \cdot 10^{-5} \leq a_B \leq 2,6 \cdot 10^{-5}$  см) и  $K = 0,6 \div 0,8$  как функции  $n$  приведены на рис. 1. Экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с результатами расчета. Для сравнения на рис. 1 представлена зависимость от  $n$  поля перехода Вигнера  $H_W$ , рассчитанная для  $T = 0$  по формулам <sup>8</sup>. Видно, что поля  $H_W$  в несколько раз превышают экспериментальные значения  $H_0^{xy}$ . Согласно расчету <sup>9</sup> электронное упорядочение для кристаллов  $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  с  $10^{14} \leq n \leq 10^{15}$  см<sup>-3</sup> должно наступить при  $T < 1$  К и  $H \sim 10^4$  Э. Это служит дополнительным аргументом против вывода работ <sup>1</sup> об электронной кристаллизации при  $T > 1,5$  К.

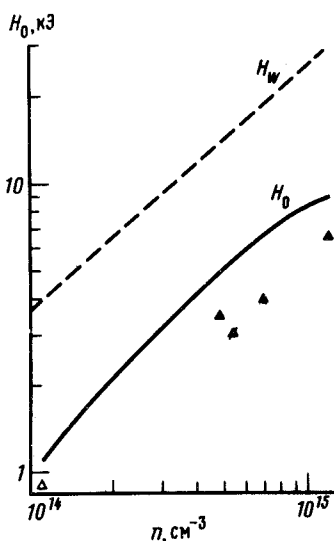


Рис. 1

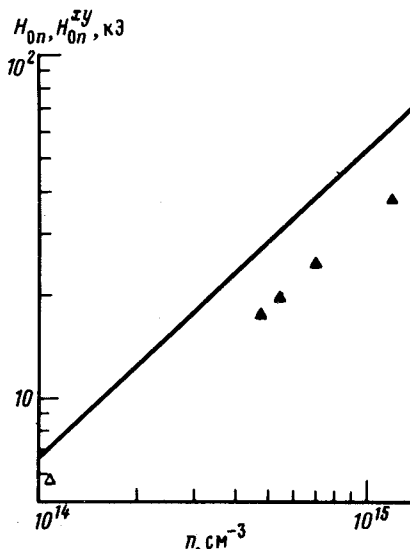


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость критического поля  $H_0^{xy}$  (▲) от концентрации электронов

Рис. 2. Зависимость критических полей  $H_{0n}^{xy}$  (▲) и  $H_{0n}$  (сплошная линия) от концентрации электронов

Поскольку исследованные нами образцы несколько различаются по содержанию Cd и степени компенсации, мы построили зависимости от  $n$  приведенных пороговых полей  $H_{0n}^{xy} = H_0^{xy} \frac{a_B(x=0,2)}{a_B(x)} \frac{1+K}{1-K}$  и  $H_{0n} = H_0 \frac{a_B(x=0,2)}{a_B(x)} \frac{1+K}{1-K}$  (рис. 2). Зависимость  $H_{0n}^{xy}(n)$

практически линейна, что находится в полном соответствии с предсказаниями теории <sup>7</sup> для СЛКП.

Можно привести и другие данные, противоречащие объяснению особенностей кривых  $\rho_{zz}(H, T)$ ,  $\rho_{xx}(H, T)$  и  $R(H, T)$  электронной кристаллизацией. Так, анализ  $n_1(H)$  и  $R(H)$  показывает, что при  $H > H_0^{xy}$  концентрация  $n_1(T)$  растет, и, следовательно, легкие электроны — это электроны, активированные выше уровня  $\epsilon_p$ . Еще один факт: даже в ограниченном интервале температур  $1,7 \leq T \leq 10$  К  $\rho_{zz}(T^{-1})$  не удается описать единой экспонентой, требуемой теорией вязкой жидкости. Этот экспериментальный результат характерен для ситуации, когда в проводимости участвуют как делокализованные электроны зоны проводимости, так и сильно рассеиваемые электроны примесных состояний, для которых  $(\hbar/\tau) \gtrsim \epsilon_F$  <sup>10</sup> — ( $\tau$  — время релаксации).

Итак, все обнаруженные особенности кинетических эффектов для  $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  объясняются индуцированной магнитным полем локализацией электронов во флуктуационных ямах потенциального рельефа.

### Литература

1. *Gebhardt J., Nimtz G., Schlicht B., Stadler J.* Phys. Rev. B, 1985, 32, 5449; *Gebhardt J., Nimtz G.* Solid State Comm., 1985, 56, 131.
2. *Rosenbaum T., Field S., Nelson D., Littlewood P.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 241.
3. *Shayegan M., Drew M., Nelson D., Tedrov P.* Phys. Rev. B., 1985, 31, 6123; Phys. Rev. B, 1985, 32, 6952.
4. *Арапов Ю.Г., Давыдов А.Б., Зверева М.Л., Стафеев В.И., Цидильковский И.М.* ФТП, 1983, 17, 1392.
5. *Аронзон Б.А., Копылов А.В., Мейлихов Е.З., Горбатюк И.Н., Раренко И.М., Тальянский Э.В.* ЖЭТФ, 1985, 89, 126.
6. *Adkins C.J.* J. Phys. C, 1978, 11, 851.
7. *Шкловский В.И., Эфрос А.Л.* ЖЭТФ, 1973, 64, 2222.
8. *Kleppmann W.G., Elliott R.J.* J. Phys. C, 1975, 8, 2729.
9. *Gerhardts R.R.* Solid State Comm., 1980, 36, 397.
10. *Цидильковский И.М., Матвеев Г.А., Лончаков А.Т.* ФТП, 1986, 20, 515.

Институт физики металлов  
Академии наук СССР УНЦ

Поступила в редакцию  
22 мая 1986 г.