

## ПРОВОДИМОСТЬ $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ, ПРЕВЫШАЮЩИХ ПОЛЕ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Аронзон Б. А., Арапов Ю. Г., Зверева М. Л., Никитин М. С.,  
Цидильковский И. М., Чумаков Н. К.

Измерены гальваномагнитные эффекты на образцах  $n$ - $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  в интервале температур  $1.36 \leq T \leq 25$  К и в магнитных полях до 6 Т. Наблюдавшиеся особенности проводимости в сильных магнитных полях объясняются для одной группы образцов наличием в кристаллах  $n$ - $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  взаимопроникающих кластеров  $n$ - и  $p$ -типа, а для другой — прыжковым характером проводимости носителей заряда, локализованных во флуктуационных ямах примесного потенциала. При исследовании МДП структур из образцов с взаимопроникающими кластерами установлено, что проводимость объемных образцов в сильных магнитных полях не связана с поверхностной проводимостью.

1. В кристаллах  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x=0.2$  при гелиевых температурах наблюдается индуцированный магнитным полем переход металл—диэлектрик (МД) [1]. В поле  $B > B_c$  ( $B_c$  — критическое поле перехода) диагональные компоненты тензора проводимости описываются соотношением [2, 3]

$$\sigma_{ii} = \sigma_{ii}^{(1)} + \sigma_{ii}^{(2)}. \quad (1)$$

Первое слагаемое  $\sigma_{ii}^{(1)} = \sigma_{ii}^{(0)} \exp[-\varepsilon(B)/kT]$  представляет собой активационную часть проводимости, второе слагаемое слабо зависит от температуры и обусловлено неким дополнительным механизмом проводимости, природа которого в последнее время интенсивно обсуждается [1, 3, 4]. Авторы [4] связывают проводимость  $\sigma_{ii}^{(2)}$  в (1) с проводимостью по поверхности образца. Однако если рассматривать переход МД как локализацию электронов в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала [3, 5], то в полную проводимость кристалла должна давать вклад диффузионная или прыжковая проводимость квазилокализованных электронов (с энергией, меньшей энергии уровня протекания). Кроме того, поскольку кристаллы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  довольно неоднородны, возможно присутствие областей с дырочной проводимостью в материале  $n$ -типа. Елизаров и др. [6] показали, что в этих кристаллах существуют два взаимопроникающих кластера  $n$ - и  $p$ -типа. Естественно, что наличие областей  $p$ -типа в кристалле  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  должно влиять на величину  $\sigma_{ii}^{(2)}$  (а при достаточно большой величине  $p$ -кластера и определять ее).

Целью настоящей работы является изучение природы проводимости  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в сильных магнитных полях в области перехода МД с его диэлектрической стороны.

2. Измерения проводились на образцах  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в интервале температур  $1.36 \leq T \leq 25$  К и в магнитных полях до 6 Т. Параметры образцов приведены в таблице. Результаты гальваномагнитных измерений для типичных образцов  $3$ ,  $3'$ <sup>1</sup> представлены на рис. 1 и 2.

а) Прежде всего следовало установить роль поверхностной проводимости. Для защиты поверхности образцов от окисления сразу после травления на них

<sup>1</sup> Эти образцы приготовлены из одного и того же кристалла и различаются только размерами (прежде всего толщиной).

№ образца	Толщина образца $d$ , мм	Длина образца $l$ , мм	Ширина образца $w$ , мм	$\alpha$	$n \cdot 10^{-14}$ , см $^{-3}$	$\mu_n \cdot 10^{-5}$ , см $^2$ /В · с
2	0.5	3.8	1.35	0.21	1.34	4.35
3	0.64	3.5	1.35	0.214	2.7	4
3'	0.045	0.66	0.16	0.214	3	4.5
4'	0.045	0.65	0.16	0.215	2.4	5.4

Примечание.  $n$ ,  $\mu_n$  — эффективные значения при 4.2 К.

напылялся слой диэлектрика  $Al_2O_3$ , обладающий отрицательным зарядом и создающий в приповерхностной области образца  $n-Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$  нулевой изгиб зон. Качество выполнения этой процедуры контролировалось измерением вольт-

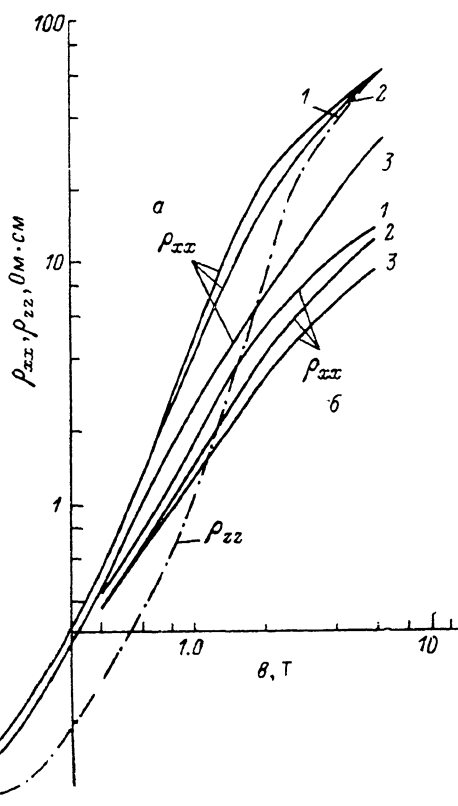
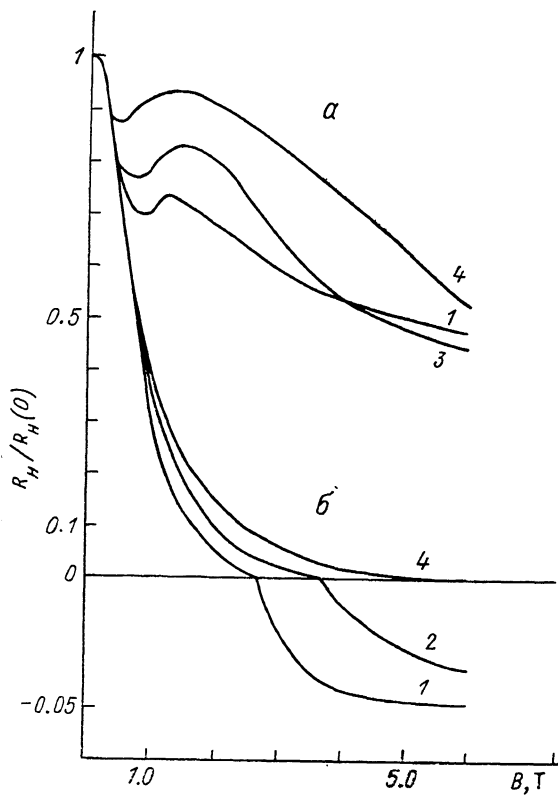


Рис. 1. Зависимость  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{zz}$  от магнитного поля для образцов 3 (а) и 3' (б).  
Т, К: 1 — 1.3; 2 — 2; 3 — 4.2.

фарадной характеристики тестовых МДП структур. Для прямого определения влияния поверхностной проводимости на результаты гальваномангнитных измерений на образцах 2 и 3 между потенциальными контактами был нанесен управляющий электрод, изолированный от поверхности кристалла. Иными словами, были созданы МДП структуры, на затворе которых, варьируя напряжение, можно было изменять плотность поверхностного заряда и соответственно поверхностную проводимость. Управляющий электрод представлял собой слой металлизированного майлара, наклеенный на поверхность полупроводника и перекрывавший  $\sim 70\%$  периметра образца. Толщина слоя майлара и клея не превосходила 2 мкм, поверхностная емкость  $C_s$  составляла  $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  Ф/см $^2$ .

На рис. 3 представлены зависимости сопротивления образцов 2 и 3 от напряжения на затворе  $U_s$ . Измерения проводились в магнитных полях  $B=4$  Т при  $T=1.36$  К, т. е. в той области магнитных полей и температур, где вели-

чина  $\sigma_{ii}^{(2)}$  дает основной вклад в проводимость кристалла. Управляющее напряжение  $U_g$  изменялось в диапазоне  $(-100 \div +300)$  В, что существенно больше напряжения  $U_g = 10$  В, необходимого для создания плотности поверхностного заряда  $10^{12}$  см $^{-2}$ . Следует заметить, что именно с проводимостью поверхностных электронов с такой плотностью авторы работы [4] связывают значение  $\sigma_{ii}^{(2)}$ . Из рис. 3 видно, что  $\rho_{xx}$  в магнитном поле  $B=4$  Т и при температуре  $T=1.36$  К



у образца 3 не зависит от напряжения на затворе, а следовательно, и от плотности поверхностного заряда, а у образца 2  $\rho_{xx}$  слабо убывает при отрицательном напряжении  $U_g$ . Последнее может иметь место лишь при поверхностной проводимости  $p$ -типа. Отсюда можно сделать вывод о том, что у этих образцов вклад поверхностной проводимости  $\sigma_s$  в величину  $\sigma_{ii}^{(2)}$  не превышает ошибку измерений ( $\sim 5\%$ ). Ясно, однако, что для тонких образцов этот вклад должен быть

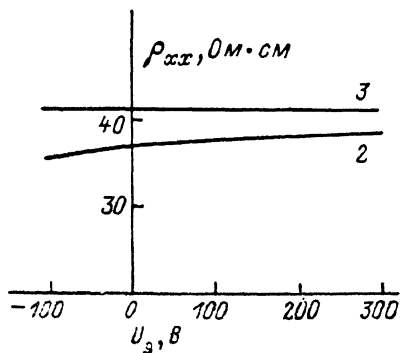


Рис. 2. Магнито-термальные зависимости коэффициента Холла для образцов 3 (а) и 3' (б).  
Т, К: 1 — 1.3; 2 — 2.1; 3 — 2.26; 4 — 4.2.

Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления образцов 2 и 3 от напряжения на затворе МДП структуры ( $B=4$  Т,  $T=1.36$  К).

выше и сильнее сказаться на удельном сопротивлении  $\rho_{xx}$ . Именно поэтому значение  $\rho_{xx}$  в сильных магнитных полях меньше для более тонкого образца (см.  $\rho_{xx}$  для образцов 3 и 3' в сильном магнитном поле, рис. 1). Предполагая, что для толстых образцов  $\sigma_s$  составляет  $\sim 5\%$  от  $\sigma_{ii}^{(2)}$  и что объемные проводимости  $\sigma_p$  (образец 3)  $= \sigma_n$  (образец 3'), мы получили для  $\sigma_s$  (образец 3)  $\approx \sigma_s$  (образец 3')  $\approx 0.05$  кОм $^{-1}$ . С выводом о незначительном вкладе поверхностной проводимости в величину  $\sigma_{ii}^{(2)}$  для достаточно толстых образцов согласуется и отсутствие анизотропии  $\sigma_{ii}^{(2)}$ . Действительно, при  $B=6$  Т, когда  $\sigma_{ii}^{(2)}$  играет определяющую роль,  $\rho_{xx} = \rho_{yy}$  (рис. 1).

Таким образом, приведенные результаты позволяют утверждать, что в исследованных объемных образцах проводимость  $\sigma_{ii}^{(2)}$  не является поверхностной.

б) Попытаемся разобраться в причинах появления дополнительного механизма проводимости. Анализ результатов наших измерений гальваномагнитных эффектов, а также результатов работ Нимтца с соавт. [2, 4] и Шеедженана с соавт. [7] показывает, что образцы  $n$ -Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te с  $x \approx 0.2$  можно разделить на две группы.<sup>2</sup> Первую группу составляют образцы, для которых постоянная Холла  $R_H$  в сильных магнитных полях, начиная со значения  $B=B_c$ , убывает

<sup>2</sup> В работах Нимтца с соавт. [2] исследовались образцы обеих групп.

с ростом  $B$ , а иногда даже меняет знак. Для образцов второй группы небольшой спад  $R_H(B)$  [ $\leq 30\%$  от  $R_H(B=0)$ ] сменяется ростом  $R_H(B)$  в полях  $B > B_m$  ( $B_m$  — поле перехода Мотта) до значения при  $B=0$ , в более сильных полях либо продолжается рост, либо кривая  $R_H(B)$  достигает насыщения. Зависимости  $R_H(B)$ ,  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  для образцов  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  второй группы аналогичны соответствующим зависимостям у образцов  $n\text{-InSb}$ , исследованных Шеедженом с соавт. [7, 8] ( $K=0$ ) и нами [9] ( $K \approx 0.8$ ). Анализ зависимости  $\sigma_{ii}^{(2)}(T)$  у образцов  $n\text{-InSb}$  [8, 9] свидетельствует о прыжковом характере проводимости.

Посмотрим теперь, с чем связана проводимость  $\sigma_{ii}^{(2)}$  образцов первой группы, представленных в таблице. Обращают на себя внимание следующие обстоятельства. Уменьшение толщины образца, понижение температуры и рост магнитного поля приводят, во-первых, к увеличению отношения  $\sigma_{ii}^{(2)}/\sigma_{ii}^{(1)}$  (рис. 1) <sup>3</sup> и, во-вторых, к падению (и даже инверсии знака) постоянной Холла (рис. 2). Особо подчеркнем, что зависимость  $\rho_{xx}(T)$  в сильных магнитных полях при низких температурах (когда доминирует  $\sigma_{ii}^{(2)}$ ) гораздо слабее зависимости  $R_H(T)$ . Поэтому, если связывать величину  $R_H \sigma_{ii}^{(2)}$  в сильных магнитных полях с подвижностью  $\mu_2$  носителей заряда, ответственных за величину  $\sigma_{ii}^{(2)}$ , получим, что  $\mu_2$  убывает с ростом температуры.

Перечисленные экспериментальные факты можно объяснить, предположив, что образцы первой группы представляют собой два взаимопроникающих кластера  $n$ - и  $p$ -типа [6]. Проводимость по обоим кластерам в модели эффективной среды описывается соотношением [10]

$$V_n \frac{\sigma_{xx}^{(n)} - \sigma_{xx}}{2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{(n)}} + V_p \frac{\sigma_{xx}^{(p)} - \sigma_{xx}}{2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{(p)}} = 0, \quad (2)$$

$$V_n \frac{\sigma_{yx}^{(n)} - \sigma_{yx}}{(2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{(n)})^2} + V_p \frac{\sigma_{yx}^{(p)} - \sigma_{yx}}{(2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{(p)})^2} = 0,$$

где  $\sigma^{(n)}$ ,  $\sigma^{(p)}$ ,  $V_n$ ,  $V_p$  — парциальные проводимости и доли объема, приходящиеся на  $n$ - и  $p$ -кластеры соответственно. Пусть значения  $V_n$  и  $V_p$  таковы, что кластеры являются связными. Предположим, что член  $\sigma_{ii}^{(1)}$  в соотношении (1) связан с проводимостью по электронному кластеру (после перехода МД проводимость  $\sigma_{ii}^{(1)}$  является активационной), а  $\sigma_{ii}^{(2)}$  — с проводимостью по дырочному кластеру, которая слабее зависит от магнитного поля и температуры. Доля объема образца, обеспечивающая связность кластера, согласно [11], составляет 0.3 в трехмерном и 0.5 в двумерном случаях. Переход от трехмерного к двумерному случаю происходит при толщине образца  $\sim 50 \div 100$  мкм, меньшей среднего размера областей, составляющих кластер [6]. Образцы 3' и 4' с  $d \approx \approx 45$  мкм можно рассматривать как квазидвумерные. Таким образом, с ростом магнитного поля и понижением температуры уменьшается  $\sigma^{(n)}$ , а при уменьшении толщины образца постепенно разрушается связность кластера, занимающего меньший объем. Можно предположить, что в образцах первой группы, у которых в достаточно сильных магнитных полях наблюдается инверсия знака коэффициента Холла, доля объема  $p$ -кластера велика. В этих образцах при увеличении магнитного поля и уменьшении температуры и толщины образца роль дырочного кластера, проводимость которого слабо зависит от  $T$  и  $B$ , возрастает, т. е. растет  $\sigma_{ii}^{(2)}/\sigma_{ii}^{(1)}$ . Это приводит к увеличению доли тока, протекающего по  $p$ -кластеру, и соответственно к увеличению его вклада в эффект Холла [см. (2)]. Приведенные соображения делают понятными зависимости коэффициента Холла  $R_H$  от температуры, магнитного поля и толщины образца  $d$ , инверсию знака  $R_H$  при больших значениях  $B$  и малых  $d$  (когда практически весь ток протекает по  $p$ -кластеру). Ясно также, что в таком сильно неоднородном образце, состоящем из двух взаимопроникающих кластеров, величина  $R_H \sigma$  не определяет подвижность какого-либо одного типа носителей заряда. Теперь становится понятным необычное поведение температурной зависимости  $\sigma R_H(T)$ .

<sup>3</sup> Этот факт служил главным аргументом Нимтца и соавт. [4] в пользу гипотезы о поверхностной природе  $\sigma_{ii}^{(2)}$ .

В образцах второй группы доля объема  $n$ -кластера больше, а кластер  $p$ -типа не является связным. Этот кластер не дает вклада в проводимость образца, и поэтому  $\sigma_{ii}^{(2)}$  определяется прыжковой проводимостью по электронному кластеру. Предположение о наличии двух взаимопроникающих кластеров в кристалле  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  подтверждено исследованиями распространения СВЧ волн [12]. Эти измерения показали, что даже в образцах второй группы присутствуют области с дырочной проводимостью, доля объема которых составляет (0.1—0.2) объема образца. В то же время в работах [2—5], где исследовался переход металл—диэлектрик в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , использовались в основном образцы первой группы и, следовательно, проводимость  $\sigma_{ii}^{(2)}$  определялась проводимостью по кластеру  $p$ -типа.

Изложенное позволяет заключить, что гальваномагнитные свойства  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в сильных магнитных полях после перехода МД определяются в значительной мере неоднородностью материала и наличием включений  $p$ -типа в образцах  $n$ -типа. Если  $p$ -кластер связанный, то именно его проводимость определяет величину  $\sigma_{ii}^{(2)}$  и отсутствие резкого возрастания  $R_H$  в сильных магнитных полях. Величина  $\sigma_{ii}^{(2)}$  и отсутствие роста  $R_H$  в полях  $B > B_*$  определяются величиной  $p$ -кластера в образцах  $n$ -типа. В образцах с малой объемной долей  $p$ -кластера значение  $\sigma_{ii}^{(2)}$  существенно выше и, по-видимому, определяется прыжковым характером проводимости (как это имеет место в  $\text{InSb}$  [8, 9]).

#### Список литературы

- [1] Цидильковский И. М. // УФН. 1987. Т. 152. В. 4. С. 583—622.
- [2] Stadler J. P., Nimtz G., Remenyi G. // Sol. St. Commun. 1986. V. 57. N 6. P. 459—461.
- [3] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1457—1462.
- [4] Stadler J. P., Nimtz G., Maier H., Ziegler J. // J. Phys. P: Appl. Phys. 1985. V. 18. P. 2277—2283.
- [5] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1392—1396.
- [6] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корниш А. А., Петриков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.
- [7] Shayegan M., Goldman V. J., Drew H. D., Nelson P. A., Tedrow P. M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 10. P. 6952—6955.
- [8] Shayegan M., Goldman V. J., Drew H. D. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 8. P. 5585—5602.
- [9] Аронзон Б. А., Чумаков Н. К. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 4. С. 10—20.
- [10] Фишук И. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1189—1193.
- [11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [12] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 471—477.

Институт физики  
металлов УрО АН СССР  
Свердловск

Получена 31.07.1989  
Принята к печати 1.12.1989