

## О МОДЕЛИ ДВУХЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ В $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Браташевский Ю. А., Николаенко Ю. М.,  
 Прозоровский В. Д., Несмелова И. М.

Проведен анализ дисперсии и затухания геликонных волн в наиболее однородных нелегированных монокристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.161\div 0.215$ ) и обнаружены качественные особенности, свидетельствующие об участии в проводимости двух групп электронов. Сравнимые по величине концентрации и различающиеся в 30 и более раз подвижности электронов, полученные из данных геликонной интерферометрии, удовлетворительно описывают в двухзонном приближении зависимость, наблюдаемые на постоянном токе. Установлена корреляция параметров двух групп электронов с макроскопической неоднородностью состава твердого раствора и со способом механической обработки образцов.

Предположение об участии в проводимости  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  двух групп электронов с различающимися на порядок и более подвижностями позволило количественно описать ряд аномалий гальваномагнитных явлений, и в частности характерную, резкую (без смены знака) зависимость коэффициента Холла от магнитной индукции ( $B$ ) [ $1^{-4}$ ]. Но этот подход, несмотря на свою плодотворность, не является в достаточной степени обоснованным. Неясными остаются вопросы о природе электронов с низкой подвижностью (обнаруженные в бесцелевых и в полупроводниковых кристаллах [3]) и о роли в наблюдаемых зависимостях других эффектов, например вымораживания электронов во флуктуационном рельефе зоны проводимости [5, 6].

В настоящей работе применимость модели двухэлектронной проводимости в нелегированных монокристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  исследуется на основе данных геликонной интерферометрии (Фабри—Перо), проведенной на частотах 26.1 и 36.06 ГГц [7]. Для измерений отбирались наиболее макроскопически однородные по составу образцы, на которых в области низких температур наблюдались четкие интерферограммы. Состав твердого раствора в образцах 1—5 ( $x_1=0.161$ ,  $x_2=0.167$ ,  $x_3=0.18$ ,  $x_4=0.195$ ,  $x_5=0.215$  соответственно), выращенных методом Бриджмена и отожженных в парах ртути, контролировался рентгеновским микроанализатором «Катебах». Непосредственно перед измерениями образцы подвергались химическому травлению в 5%-м растворе брома в метаноле.

Рассмотрим в рамках простейшей модели Друде (применимость которой оправдана при условии сильного вырождения электронов в зоне) характерные особенности дисперсии и затухания геликонных волн, которые могут качественно проявиться в интерференционной картине и свидетельствовать о действии обусждаемых механизмов проводимости.

Известно [8], что в однозонном приближении зависимость квадрата числа полувольт ( $M^2$ ), укладываемых на толщине образца, от аргумента  $B^{-1}(1+B_c B^{-1})$  при  $\omega\tau > 0.4$  с большой точностью аппроксимируется линейной зависимостью ( $B_c = \omega m^* / e$ ;  $\tau$ ,  $e$ ,  $m^*$  — время релаксации по импульсу, заряд и эффективная масса электронов;  $\omega$  — циклическая частота). В двухзонном приближении, предполагая, например, равные концентрации электронов в группах и различающиеся в 30 раз подвижности, следует ожидать, что в начальной по  $B$  области распространения геликонных волн вклад немагнитной плазмы низкопод-

вижных электронов в комплексную диэлектрическую проницаемость кристалла  $\epsilon^* = \epsilon_l + \epsilon_1 + \epsilon_2$  ( $\epsilon_l$  — диэлектрическая проницаемость решетки,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — электронная часть  $\epsilon^*$ , вычисленная в однозонном приближении для первой и второй группы электронов [9]) будет мал, но из-за убывания  $\epsilon$ , с ростом  $B$  [9] (примерно, как  $B^{-1}$ ) и одновременного роста  $\epsilon_2$  эти носители заряда могут повлиять на дисперсию волн в области достаточно больших значений  $B$ . Характер отклонения зависимости  $M^2$  от  $B^{-1}$  ( $1 + V_c B^{-1}$ ) в этом случае показан на рис. 1 (параметры двух групп электронов соответствуют данным для образца 2 при  $T=10$  К). Убывание концентрации электронов, начиная с некоторого значения  $B_0$ , в области, где наблюдается интерференционная картина, также отклоняет указан-

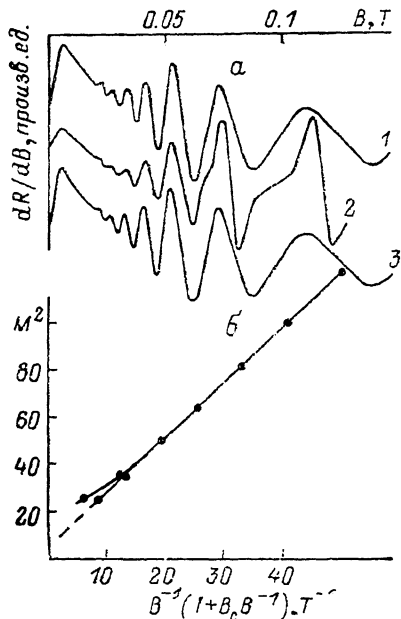


Рис. 1.

*a* — интерферограммы Фабри—Перо (зависимости производной коэффициента отражения по магнитной индукции  $dR/dB$  от  $B$ ). 1, 2 рассчитаны по данным для образца 2 при  $T=10$  К в случае двухкомпонентной плазмы (1) и без учета вклада низкоподвижных электронов (2); 3 — экспериментальная интерферограмма, наблюдаемая на образце 2 при  $T=10$  К. *б* — зависимость квадрата числа полуволн, укладывающихся на толщине образца, от аргумента  $B^{-1}(1+V_c B^{-1})$ . Линейная зависимость соответствует случаю однокомпонентной плазмы.

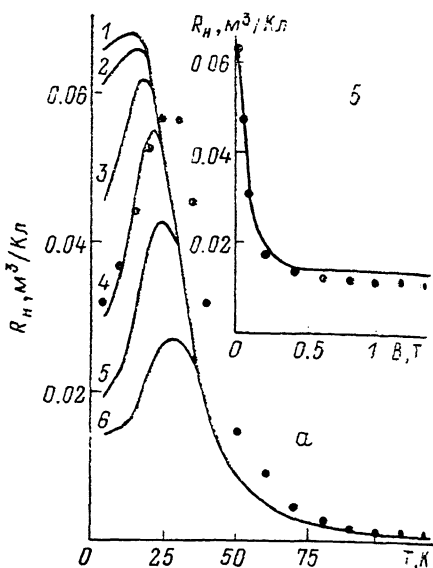


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла в образце 1 от температуры (*a*) и от магнитной индукции при  $T=4.2$  К (*б*).

Сплошные кривые соответствуют данным, полученным из гелийковой интерферометрии, точки — данным измерений  $R_H$  на постоянном токе. Температурная зависимость  $R_H$  на постоянном токе получена при  $V=0.1$  Т. В, Т: 1 —  $10^{-3}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-2}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{-2}$ , 4 —  $10^{-1}$ , 5 —  $2 \cdot 10^{-1}$ , 6 — 1.

ную зависимость от линейной, но в противоположную сторону по сравнению со случаем, изображенным на рис. 1.

Как видно из рис. 1, изменение дисперсии волн, обусловленное двухкомпонентностью плазмы, невелико и при другом соотношении параметров электронов может быть не обнаружено (как в [10]). Более заметные особенности, которые зарегистрированы на всех экспериментальных интерферограммах, вторая группа электронов вносит через затухание волн, проявляющееся в амплитудной характеристике и в уширении пиков поглощения мощности (рис. 1, *a*).

Количественная обработка интерференционных кривых в настоящей работе осуществлялась на ЭВМ путем варьирования параметров одной или двух групп носителей заряда с целью совмещения теоретических и экспериментальных значений  $B$ , соответствующих экстремумам производной коэффициента отражения по магнитной индукции [11]. Обнаруженные из полуквантового анализа экспериментальных интерферограмм характерные особенности дисперсии и затухания гелийковых волн не позволяют получить достаточно точного совпадения кривых во всей области магнитной индукции, где наблюдается интерференционная картина, ни в однозонном приближении (с учетом одной группы элект-

тронов), ни в двухзонном (с учетом электронов и дырок валентной зоны). Вместе с тем в двухзонном приближении (с учетом двух групп электронов) теоретические интерферограммы воспроизводят все особенности экспериментальных записей, и различия между соответствующими кривыми в этом случае минимальны (рис. 1, кривые 1, 3).

Однозонное приближение, как это ясно и из качественного анализа, оказывается справедливым для обработки интерферограмм в области относительно малых значений магнитной индукции, где низкоподвижная группа электронов еще не проявляется. Это обстоятельство использовалось в работе для определения с помощью обычной методики [8] начальных данных для основной высокоподвижной группы электронов, причем далее в процессе окончательной машинной обработки интерферограмм эти параметры существенно не изменяются.

Полученные таким образом концентрации и подвижности двух групп электронов для образца 1 были использованы для расчета в двухзонном приближении значений коэффициента Холла ( $R_H$ ). Результаты расчета приведены на рис. 2, а, б сплошными кривыми. Точками обозначены значения  $R_H$ , полученные из гальваномагнитных измерений на образце, приготовленном вместе с образцом 1 из

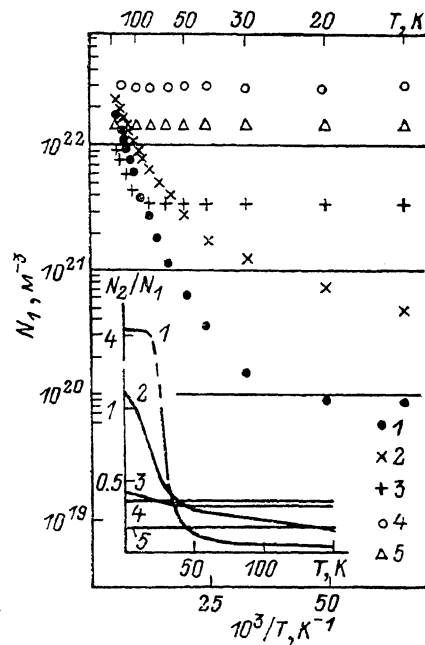


Рис. 3. Температурная зависимость концентрации высокоподвижных электронов.

Во вставке — температурная зависимость отношения концентраций электронов с низкой и высокой подвижностями.

одного участка слитка. Как видно, при  $T < 20$  и  $T > 100$  К имеет место не только качественное, но и удовлетворительное количественное согласие данных, которое также свидетельствует о присутствии двух групп электронов в объеме образца. Различие соответствующих значений  $R_H$  в промежуточной области температур, по-видимому, связано с неучетом в расчете холл-фактора, который здесь может достигать значения  $r=1.93$ .

На рис. 3 приведены температурные зависимости наиболее точно определяемых параметров — концентраций двух групп электронов, обнаруженных на всех образцах, различающихся составом и заполнением зоны проводимости, а в таблице — значения подвижностей этих носителей заряда. Индексы 1, 2 обозначают группу электронов с относительно высокой и низкой подвижностью соответственно. Как видно, часть образцов (3—5) проявляет свойства сильно легированных полупроводников, имеющих большую и не зависящую в широкой области от температуры концентрацию  $N_1$ . Наиболее узкощелевой образец 2 и,

T, K	№ образца									
	1		2		3		4		5	
	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_1$	$\mu_2$
	$m^2/V \cdot c$									
1.5	230	3.3	330	2.9	50	0.98	21	0.27	45	0.9
30	140	1.4	170	1.1	34	1.3	20	0.27	30	0.88
90	79	0.8	38	0.62	14	0.95	14	0.27	15.5	0.85
150	14	0.5	17	0.34	7.2	0.7	7.7	0.27	8.9	0.72

согласно [12], при  $T < 20$  К бесщелевой образец 1 в области низких температур также имеют несобственную концентрацию электронов, которые сильно вырождены в зоне. Но при  $T=150$  К их концентрация близка к собственной, и каких-либо признаков сильной компенсации эти образцы также не проявляют. Об этом свидетельствуют и большие значения подвижности электронов.

Не обсуждая далее из-за отсутствия надежных способов вопрос о степени компенсации образцов, отметим, что относительный рост концентрации  $N_2$  в образцах 1, 2 в окрестности бесщелевого состояния может быть следствием вырождения по энергии с зоной проводимости резонансных акцепторных уровней [1] и «хвоста» плотности состояний валентной зоны [13].

В полупроводниковой области нерегулярность зависимости  $N_2/N_1$  от состава твердого раствора и заполнения зоны проводимости указывает на связь природы низкоподвижных электронов с несовершенствами кристалла, и в частности с макроскопической неоднородностью состава, которая, как следует из измерений на «Катехах», максимальна на образце 4, имеющем максимальное отношение  $N_2/N_1$ .

Конкретный механизм, приводящий к образованию двух групп электронов в частично компенсированных образцах с достаточно широкой запрещенной зоной и большой полной концентрацией электронов, можно понять, учитывая энергетический рельеф зоны проводимости, обусловленный электрически неактивными дефектами. Действительно, макроскопические флуктуации состава модулируют ширину запрещенной зоны и приводят к неоднородному распределению концентрации электронов. В обедненных электронами областях мелко-масштабный по сравнению с размером флуктуаций состава рельеф через рассеяние существенно ограничивает подвижность носителей заряда, а в области низких температур в зависимости от положения уровня Ферми и амплитуды флуктуаций состава в этих областях могут преобладать механизмы проводимости, характерные для сильно легированных и сильно компенсированных полупроводников [14]. В то же время в обогащенных электронами областях энергетический рельеф полностью экранируется и носители заряда здесь имеют высокую подвижность. Таким образом, две группы электронов в кристалле в этом случае пространственно разделены.

Связь природы низкоподвижной группы электронов с дефектностью кристаллической структуры подтверждается также экспериментом с образцом, у которого на глубину 60 мкм был механически нарушен поверхностный слой. При послойном стравливании поверхности концентрация низкоподвижных электронов, определяемая при  $T=4.2$  К, плавно убывала почти в 2 раза и после удаления нарушенного слоя далее существенно не изменялась.

В заключение отметим, что область магнитной индукции, в которой наблюдалась интерференционная картина на образцах 1, 2 и не удалось обнаружить вымораживания электронов при  $T \leq 4.2$  К, не превышает  $B=0.15$  Т. Отсутствие заметного изменения концентрации электронов от  $B$  в области  $B \leq 1.6$  Т на других образцах (3—5), а также на образце, анализ дисперсии геликонных волн в котором проведен в работе [10], по-видимому, является следствием невысокой степени компенсации использованных кристаллов.

#### Список литературы

- [1] Арапов Ю. Г., Поникаров Б. Б., Цидильковский И. М., Шелушинина Н. Г. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 684—694.
- [2] Арапов Ю. Г., Поникаров Б. Б., Цидильковский И. М., Шелушинина Н. Г. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 10. С. 1932—1940.
- [3] Finkman E., Nemirovsky Y. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 2. P. 1052—1058.
- [4] Fau C., Dame J. F., De Carvalho M., Galas J., Averous M., Lombos B. A. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 125. P. 831—838.
- [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] Аронзон Б. А., Кошлов А. В., Мейлихов Е. З., Горбатков И. Н., Раренко И. М., Тальский Э. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 1 (7). С. 126—133.
- [7] Николаенко Ю. М., Прозоровский В. Д. // Матер. Всес. конф. по химии, физике и техническому применению халькогенидов. Ужгород, 1988. Ч. 2. С. 222.
- [8] Willey D., Peercy P. S., Dexter R. N. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 3. P. 1173—1181.

- [9] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 368 с.
- [10] Willey D., Dexter R. N. // Phys. Rev. 1979. V. 181. N 3. P. 1181—1190.
- [11] Прозоровский В. Д., Черетько В. И., Тележкин В. А. // Госфонд алгоритмов и программ. М., 1987.
- [12] Hansen G. L., Scmit J. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.
- [13] Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. // Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы. Львов, 1983. С. 3—4.
- [14] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Донецкий физико-технический институт

Получена 23.07.1987  
Принята к печати 9.10.1989