

Определение характеристических параметров $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по квантовым осцилляциям

Р. И. Баширов, В. А. Елизаров, А. Ю. Моллаев, Р. Р. Баширов

*Республика Дагестан, 367003, г. Махачкала, ул. 26 Бакинских комиссаров, 94
Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН
E-mail: kamilov@physics.sinol.ru*

Статья поступила в редакцию 22 февраля 1996 г., после переработки 8 декабря 1997 г.

В твердых растворах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $x = 0,19$ и $0,226$ исследованы продольное и поперечное магнитосопротивления при водородных и гелиевых температурах. При гелиевых температурах из анализа амплитуд осцилляций определены эффективные массы на дне зоны проводимости. Из величины расщепления первого максимума магнитосопротивления вычислены значения g -факторов.

В твердых розчинах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $x = 0,19$ та $0,226$ досліджено подовжній та поперечний магнітоопори при водневих та гелійових температурах. При гелійових температурах з аналізу амплітуд осциляцій визначено ефективні маси на дні зони провідності. З величини розщеплення першого максимуму магнітоопору обчислено значення g -факторів.

PACS: 71.25.Jd, 72.20.-i, 73.20.At

Обнаруженный в работе [1] дополнительный максимум 0^+ и расщепление максимумов $1,2,3,\dots$ квантовых осцилляций магнитосопротивления на два максимума [2] широко используются при определении некоторых характеристических параметров полупроводников: фактора спектроскопического расщепления, эффективной массы электронов и др. В твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ эффективная масса и g -фактор были определены для ряда составов [3–7]. Процессы переноса в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в квантующих магнитных полях продолжают вызывать большой интерес [8–11], хотя использование экспериментальных данных для получения зонных характеристик материала связано с некоторыми трудностями. Проблемы порождены неоднородностью твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по составу, возникающей вследствие различия линий ликвидуса и солидиуса на диаграммах состояний, а также неоднородностью распределения примесей. Для получения достоверных характеристик растворов заданных составов необходимо дальнейшее изучение этой системы.

В настоящей работе представлены результаты исследования при низких температурах твердых растворов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,19$ при концентрации электронов $n = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (образец

1) и $x = 0,226$ при $n = 1,08 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (образец 2). Такой выбор параметров образцов позволяет сравнить экспериментальные данные с расчетными в широком диапазоне непараболичности зоны проводимости.

Образцы размерами $7 \times 1,7 \times 0,7$ мм вырезали из двух слитков, полученных рекристаллизацией из двухфазной смеси и отожженных в парах ртути, протравливали в смеси бутилового спирта и брома в соотношении 95:5, затем к ним припаивали зонды из индия. Состав образца определяли по измерениям эффекта Холла в области собственной проводимости с использованием формулы Шмидта [12]

$$E_g = 1,59x - 0,25 + 5,233 \cdot 10^{-4}T(1 - 2,08x) + 0,327x^3, \quad (1)$$

где T — температура образца.

Измерения поперечного (ρ_{xx}) и продольного (ρ_{zz}) магнитосопротивлений проводили в стационарных магнитных полях в области температур жидких гелия и водорода. Полевые зависимости этих эффектов и их вторых производных записывали двухкоординатным самописцем (рис. 1). Для более точного определения положения осцилляционных

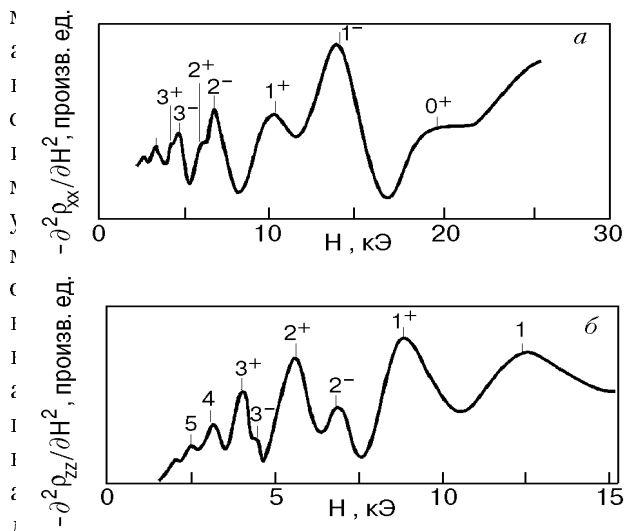


Рис. 1. Зависимости второй производной поперечного магнитосопротивления образца 1 (а) и продольного магнитосопротивления образца 2 (б) от напряженности магнитного поля при $T = 4,2$ К.

итных полей и их максимального количества применяли дифференцирующие RC-цепочки. Точность метода составляла в стационарном поле $\pm 2\%$. В таблице приведены некоторые характеристики $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (n и μ — концентрация и подвижность электронов) и результаты исследований при 4,2 и 20 К.

Обратимся к результатам измерений, представленных на рис. 1 и в таблице. В области температур жидкого гелия наблюдается расщепление первых трех максимумов ρ_{xx} и ρ_{zz} и появление дополнительного 0^+ -максимума на кривых $\partial^2\rho_{xx}/\partial H^2$. Отметим, что дополнительный максимум 0^+ в образце 1 наблюдается при 4,2 К не только в поперечном, но и в продольном магнитосопротивлении. Положения максимумов на шкале магнитных полей H_N^- и H_N^+ определяются выражениями [13,14]

$$H_N^+ = n^{2/3} \frac{\hbar c}{e} (\sqrt{2} \pi^2)^{2/3} \left[\sum_{M=0}^N (\sqrt{M} + \sqrt{M + \beta}) \right]^{2/3},$$

$\beta = gm^*/2m_0$; m^* — эффективная масса электрона на уровне Ферми; m_0 — масса свободного электрона.

Величина β найдена из отношения H_1^-/H_1^+ для расщепленных пиков первого максимума и составляет 0,454 для первого образца и 0,4 для второго.

По величине отношения экспериментально измеренных амплитуд максимумов для образца 1 при 7,8 кЭ и $T = 4,2$ и 2,19 К мы определили значение эффективной массы электрона на уровне Ферми $m^* = 8,1 \cdot 10^{-3} m_0$.

Определение энергии на уровне Ферми E_F^N при малых квантовых числах N требует уточнения. Из условия резонанса

$$E_F^N = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \pm \frac{1}{2} \beta \hbar \omega_c, \text{ где } \omega_c = \frac{eH}{m^*c},$$

из выражений (2), (3) находим

$$E_F^{N+} = 1,21 E_F \frac{(N + 1/2 + \beta/2)}{\left[\sum_{M=0}^N \sqrt{M} + \sqrt{M + \beta} \right]^{2/3}},$$

$$E_F^{N-} = 1,21 E_F \frac{(N + 1/2 - \beta/2)}{\left[\sum_{M=1}^N \sqrt{M} + \sqrt{M - \beta} \right]^{2/3}},$$

где $E_F = (\hbar^2/2m^*)(3\pi^2n)^{2/3}$ — уровень Ферми в отсутствие магнитного поля. При малых N осцилляции уровня Ферми в магнитном поле могут заметно сказаться на измеряемых величинах. Например, при $\beta = 0,454$ уровни ферми $E_F^{0+} = 1,15E_F$, $E_F^{1-} = 1,08E_F$, $E_F^{1+} = 1,06E_F$ и т.д. Поскольку значение эффективной массы на уровне Ферми m^* определялось по отношению амплитуд осцилляций при H_1^+ , для эффективной массы на дне зоны проводимости имеем $m_0^* = m^* \alpha^{-1/2}$, где $\alpha^{1/2} = [1,06(2E_F/E_g) + 1]$, откуда находим $m_0^* = 4,38 \cdot 10^{-2} m_0$. Расчеты по

Таблица

Физические характеристики исследованных образцов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при температурах 4,2 и 20 К

Образец	$\sum_{M=1}^N (\sqrt{M} + \sqrt{M - \beta})$	x , моль	β , К	E_g^* , мЭВ	n , 10^{15} см^{-3}	μ , $10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$m^*/m_0, 10^{-2}$		$m_0^*/m_0, 10^{-2}$		$ g $		γ
							Эксп.	Теор.	Эксп.	Теор.	Эксп.	Теор.	
1	0,19	20	61	14	184	—	—	—	—	—	—	—	
													4,2
2	0,226	20	119	3,12	45	—	—	—	—	—	—	—	
													4,2

двухзонной модели Кейна дают значения $m^* = 0,88 \cdot 10^{-2} m_0$ и $m_0^* = 0,49 \cdot 10^{-2} m_0$.

Здесь $E_g = 0,055$ эВ при 4,2 К и $E_F = e h / m^* \Delta (1/H) = 0,022$ эВ, где $\Delta (1/H) = (2e / \hbar c) \times (1 / (3\pi^2 n))^{2/3}$ — период осцилляций. Используя найденные при 4,2 К значения β и эффективной массы m^* , находим величину g -фактора на уровне Ферми $|g| = 112$.

Аналогичным образом получаем для образца 2 эффективные массы и фактор спектроскопического расщепления, приведенные в таблице.

Согласно [14], фактор спектроскопического расщепления, определяющий масштаб расщепления уровней Ландау, можно представить в виде

$$|g| = 2 \frac{m_0}{m_0^*} \frac{\Delta}{3E_g + 2\Delta}, \quad (4)$$

где Δ — энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны. Найденные значения β для обоих образцов позволяют оценить энергию спин-орбитального расщепления $\Delta \approx 0,8$ эВ.

Для узкощелевых материалов $\Delta \gg E_g$, вследствие чего спин-орбитальное взаимодействие слабо влияет на величину g -фактора. При этом сохраняется сильная зависимость g -фактора от малых изменений концентрации вблизи перехода бесщелевой полупроводник — обычный полупроводник, связанная с соответствующим изменением эффективной массы на уровне Ферми.

Степень непараболичности зоны проводимости в модели Кейна характеризуется параметром $\gamma = (k_F P) / E_g$ [15], где $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$ — волновой вектор электронов на уровне Ферми, а для сплавов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ матричный элемент оператора импульса $P = 8 \cdot 10^{-8}$ эВ·см⁻¹ [10]. Спектр носителей параболический ($E \sim k^2$) при выполнении условия $\gamma \ll 1$, что справедливо вблизи дна зоны проводимости; по мере ее заполнения закон дисперсии все более отклоняется от квадратичного. Параметры γ для образцов 1 и 2 приведены в таблице, что позволяет судить о степени непараболичности зоны проводимости на уровне Ферми в обоих случаях.

Как видно из таблицы, значения эффективной массы на уровне Ферми и на дне зоны

проводимости и величина g -фактора на уровне Ферми удовлетворительно согласуются с теоретическими значениями как для образца с сильной, так и со слабой непараболичностью зоны проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 97-02-16545).

1. X. И. Амирханов, Р. И. Баширов, Ю. Э. Закнев, А. Ю. Моллаев, *IX Всесоюз. совещ. по физ. низ. температур, Тез. докл.*, Ленинград, 37 (1962); X. И. Амирханов, Р. И. Баширов, Ю. Э. Закнев, *ДАН СССР* **148**, 1279 (1963); *ФТТ* **5**, 469 (1963).
2. М. С. Бреслер, Р. В. Парфеньев, С. С. Шалыт, *ФТТ* **7**, 1266 (1965).
3. G. A. Antcliffe, *Phys. Rev.* **B2**, 345 (1970).
4. K. Suizu and S. Narita, *Solid State Commun.* **10**, 627 (1972), *Phys. Lett.* **43A**, 353 (1973).
5. H. Kahlert and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1211 (1973).
6. Н. Н. Берченко, В. Е. Кревс, М. В. Пашковский, *ФТТ* **14**, 2815 (1972).
7. С. А. Алиев, *ФТП* **9**, 2212 (1975).
8. Ю. Г. Арапов, Б. Б. Поникаров, И. М. Цидильковский, Н. Г. Шелушнина, *ФТП* **13**, 684 (1979).
9. K. Takita, T. Ipposhi, and K. Masuda, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 833 (1987).
10. S. B. Rafol, I. K. Sou, and J. P. Faurie, *J. Appl. Phys.* **70**, 4326 (1991).
11. S. B. Rafol, P. S. Wijewanasurya, I. K. Sou, S. Sivahanthan, and J. P. Faurie, *J. Appl. Phys.* **73**, 216 (1993).
12. J. L. Schmit and E. L. Stelzer, *J. Appl. Phys.* **40**, 4865 (1969).
13. Л. Э. Гуревич, А. Л. Эфрос, *ЖЭТФ* **43**, 561 (1962).
14. И. М. Цидильковский, *Электроны и дырки в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
15. Н. Н. Берченко, М. В. Пашковский, *УФН* **119**, 323 (1976).

Determination of characteristic parameters of $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ by quantum oscillations

R. I. Bashirov, V. A. Elyzarov,
A. Yu. Mollaev, and R. R. Bashirov

Longitudinal and transverse magnetic resistances in $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions with $x = 0.19$ and 0.226 are investigated at hydrogen and helium temperatures. The effective masses at the conduction band bottom are obtained at helium temperature by analysing the oscillation amplitudes. The g -factors are calculated from the value of the first splitting maximum.