

| ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ ДЫРОК НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ БЕСЦЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Арапов Ю. Г.,[¶] Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Штрапенин Г. Л.

Методом магнитоплазменной отсечки СВЧ волн миллиметрового диапазона при температурах 1.7 и 4.2 К измерена диэлектрическая проницаемость χ бесцелевых полупроводников $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.15$). Для образца с $(N_A - N_D) = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 1.7 \text{ К}$ экспериментальное значение $\chi = 13$ и уменьшается с ростом температуры. Заниженное значение χ по сравнению с диэлектрической проницаемостью решетки $\chi_L = 16$ связывается с отрицательным вкладом делокализованных дырок, которые активированы на край подвижности, расположенный вблизи уровня Ферми. Для образца с $(N_A - N_D) = 7.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при гелиевых температурах дырки локализованы, а завышенное значение $\chi = 32$ объясняется поляризацией микронеоднородностей, образующихся в полупроводнике из-за неоднородного распределения заряженных примесей.

В работе [1] показано, что в случае, когда амплитуда флуктуаций примесного потенциала γ сравнима по величине с энергией Ферми ϵ_F , диэлектрическая проницаемость бесцелевых полупроводников (БП) χ становится больше суммарной диэлектрической проницаемости $\chi_0 = \chi_L + \Delta\chi$ (χ_L — диэлектрическая проницаемость решетки, $\Delta\chi$ — приращение, обусловленное межзонными переходами $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$). Увеличение χ связано с поляризацией пространственных неоднородностей плотности заряда, которые имеют место в образце при $\gamma \geq \epsilon_F$ [1]. Наряду с зонными электронами в переносе заряда в БП могут принимать участие дырки акцепторной зоны. Если эти дырки локализованы на акцепторах (проводимость по акцепторной зоне носит прыжковый характер), их вклад $\Delta\chi_p$ в диэлектрическую проницаемость кристалла незначителен и имеет положительный знак [2]. Если же дырки делокализованы (проводимость по примесной зоне носит металлический характер), то следует ожидать, что их вклад в диэлектрическую проницаемость будет отрицательным и может быть записан в виде [3]

$$\Delta\chi_p = - \frac{\omega_p^2 \tau_p^2}{1 + \omega^2 \tau_p^2}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi e^2 / m_p$ — плазменная частота для дырок, p , m_p и τ_p — концентрация, эффективная масса и время релаксации импульса дырок, ω — круговая частота, на которой проводится измерение χ . Таким образом, из измерений диэлектрической проницаемости БП можно установить характер проводимости дырок по акцепторной зоне.

Образец	$n \cdot 10^{-14},$ см^{-3}	$\frac{m_F}{m_0} \cdot 10^3$	$\mu \cdot 10^{-5},$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ($T = 1.7 \text{ К}$)	$\epsilon_F,$ мэВ	$\epsilon_p,$ мэВ	χ_0	χ		$(N_A - N_D) \times$ $10^{-16},$ см^{-3}	$\gamma,$ мэВ
							$T = 1.7 \text{ К}$	$T = 4.2 \text{ К}$		
Э43-13	2.6	3.6	5.8	4.6	-36	24	13	9.3	16	3.4
Э43-14	1.2	3.0	11	3.1	-31	25	32	32	7.2	3.2

В данной работе с целью выяснения влияния примесных дырок на диэлектрическую проницаемость БП $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ мы измерили χ для двух образцов, параметры которых приведены в таблице. Значения концентраций n и эффективных масс электронов на уровне Ферми m_F найдены из измерений положения осцилляций Шубникова—де-Гааза продольного и поперечного магнитосопротивления в магнитном поле и температурной зависимости амплитуды этих осцилляций. Фермиевская энергия ϵ_F вычислена в приближении двухзонной модели Кейна при значении матричного элемента $P=8.4 \cdot 10^{-8}$ эВ·см. Величина разностной концентрации акцепторов и доноров $(N_A - N_D)$ определялась из измерений концентрации дырок при температуре источника акцепторов (~ 77 К). Как видно из таблицы, $(N_A - N_D)$ для исследованных образцов несколько меньше критической концентрации акцепторов $N_{A_{кр}} \approx 2.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ [4], при которой происходит переход металл—диэлектрик для дырок.

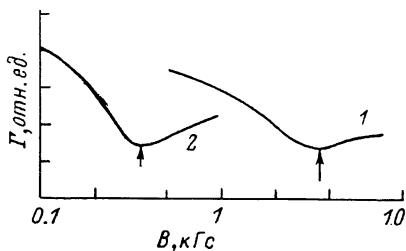


Рис. 1. Зависимость от магнитного поля коэффициента отражения СВЧ волн длиной $\lambda=1.43$ мм в конфигурации Фогта.

1 — образец Э43-13, 2 — образец Э43-14. Т, К: 1 — 4.2, 2 — 1.7.

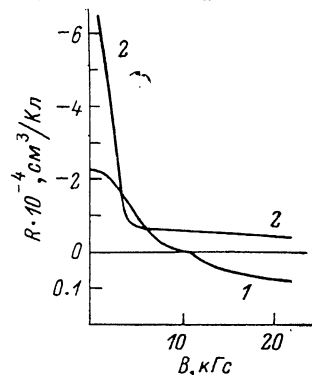


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла R от магнитного поля.

$T=1.7$ К. 1 — образец Э43-13, 2 — образец Э43-14.

Измерения χ проводились методом магнитоплазменной отсечки при температурах 1.7 и 4.2 К в субмиллиметровом диапазоне длин волн $\lambda=0.143\text{—}0.165$ см. На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости коэффициента отражения Γ от магнитного поля B . Стрелками отмечены значения индукции магнитного поля B_m , при которых наблюдается минимум на зависимости $\Gamma(B)$. Для образца Э43-13 значения диэлектрической проницаемости находились из соотношения

$$\chi = 2en_i / B_m, \quad (2)$$

а для образца Э43-14 определялись как подгоночный параметр из сравнения рассчитанных и измеренных на разных длинах волн зависимостей $\Gamma(B)$, так как в области малых магнитных полей, при которых наблюдаются минимумы на кривых $\Gamma(B)$ для образца Э43-14, формула (2)¹ становится неточной [1]. Определенные таким образом значения χ приведены в таблице. Там же указаны рассчитанные величины суммарной диэлектрической проницаемости $\chi_0 = \chi_L +$

$+\Delta\chi$, где $\chi_L = 16$ [5], $\Delta\chi = \frac{4e^2}{\pi\hbar} \left(\frac{2m_F^*}{\epsilon_F} \right)^{1/2}$ [6].² Как видно из таблицы, экспери-

¹ Формула (2) справедлива при выполнении условий, приведенных в [1] и, в частности, при выполнении неравенства $\omega/\omega_c \ll 1$ (ω_c — циклотронная частота электронов, ω — круговая частота СВЧ излучения). Для образца Э43-13 при $\lambda \approx 0.15$ см величина $\omega/\omega_c \approx 0.1$.

² Выражение для величины $\Delta\chi$, характеризующей вклад в диэлектрическую проницаемость межзонных переходов $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$, так же как и выражение для внутризонной диэлектрической проницаемости Фогта электронов в магнитном поле, из которого следует формула (2) [1], записано в приближении параболического закона дисперсии для электронов зоны проводимости. Данное приближение справедливо при выполнении условия $\epsilon_F/\epsilon_g \ll 1$ [$\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_8) - \epsilon(\Gamma_8)$ — энергетический зазор между зонами Γ_8 и Γ_8 бесщелевого полупроводника] и достаточно хорошо выполняется для исследованных образцов (см. таблицу). Влияние непараболическости на вероятность межзонных переходов $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$ при записи выражения

ментальные значения χ для образца Э43-14 оказываются больше рассчитанных величин χ_0 , а для образца Э43-13 — меньше диэлектрической проницаемости решетки χ_L , причем для второго образца величина χ уменьшается при возрастании температуры от 1.7 до 4.2 К.

Тот факт, что измеренная диэлектрическая проницаемость для образца Э43-14 получается больше рассчитанной, нетрудно понять, если сравнить энергию Ферми ϵ_F с амплитудой флуктуаций примесного потенциала $\gamma = \sqrt{2\pi} \frac{e^2}{\chi_0} (N_I r_e)^{1/2}$, где $r_e = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} \left(\frac{a_e}{n^{1/3}} \right)^{1/2}$ — радиус экранирования заряженных центров свободными электронами, N_I — концентрация заряженных центров, a_e — боровский радиус электрона. Так как для образца Э43-14 амплитуда флуктуаций γ^3 сравнима с ϵ_F , пространственное распределение заряда в нем неоднородно. Это приводит к появлению дополнительной поляризации во внешнем электрическом поле и увеличению χ по сравнению с χ_0 [1].

Для образца Э43-13 уменьшение χ по сравнению с χ_0 можно объяснить влиянием делокализованных дырок,двигающихся по акцепторной зоне (концентрация валентных дырок при $1.7 \leq T \leq 4.2$ К незначительна и их вклад в χ можно пренебречь). Чтобы проверить это предположение, сравним зависимости коэффициента Холла R от магнитного поля для образцов Э43-13 и Э43-14 при гелиевых температурах. Эти зависимости (рис. 2) имеют вид, характерный для полупроводников с двумя сортами носителей заряда с сильно различающимися подвижностями. Для образца Э43-14 коэффициент Холла в магнитных полях, значительно больших поля вымораживания $B_0 = 1.4$ кГс [4] электронов на акцепторные состояния и в ямы примесного потенциала [9], остается отрицательным. Это означает, что вторым сортом носителей заряда для образца Э43-14 являются электроны с низкой подвижностью, в качестве которых могут выступать поверхностные электроны [4] или электроны, локализованные в ямах примесного потенциала [9, 10]. Поверхностные электроны не оказывают влияния на положение минимума коэффициента отражения [1], а поляризация электронов в ямах примесного потенциала, как уже говорилось ранее, может лишь увеличить χ . Для образца Э43-13 коэффициент Холла с ростом магнитного поля меняет знак с отрицательного на положительный. Поэтому вторым сортом носителей заряда для этого образца являются примесные дырки. Концентрацию примесных дырок можно найти из измерений коэффициента Холла в магнитных полях ~ 20 кГс, когда зависимость $R(B)$ близка к насыщению (рис. 2). При $T = 1.7$ К величина p составляет $\sim 7.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и с ростом температуры увеличивается приблизительно по степенному закону $p \sim T^\alpha$, где $\alpha \approx 2/3$. Зная концентрацию примесных дырок, можно оценить их подвижность по величине отрицательного вклада в диэлектрическую проницаемость из равенства (1)

$$\Delta\chi_p = \chi_0 - \chi. \quad (3)$$

Значения $\mu_p = e\tau_p/m_p$, вычисленные из (3) при $m_p = 0.45m_0$ [4] для температур 1.7 и 4.2 К, составляют соответственно 2000 и 1700 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что приблизительно в 2 раза больше значений подвижности 960 и 700 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, полученных из электропроводности дырок $\sigma_p = ep/\mu_p$ на постоянном токе. Электропроводность дырок находилась по формуле

$$\sigma_p = \tau(T) [1 - \sqrt{R(T)/R(0)}], \quad (4)$$

для $\Delta\chi$ можно частично учесть, подставив в формулу величину эффективной массы электронов на уровне Ферми m_F [1].

³ Для оценки γ концентрация заряженных центров находилась из сравнения измеренной при $T = 4.2$ К подвижности электронов с рассчитанной при условии, что рассеяние импульса электронов происходит только на заряженных центрах. При таком способе определения N_I мы пренебрегаем резонансным рассеянием электронов на нейтральных акцепторах [7] и тем самым завышаем величину N_I . Последнее обстоятельство должно играть большую роль для образца Э43-13, чем для образца Э43-14, так как уровень Ферми у образца Э43-13 лежит ближе к центру акцепторной зоны. Центр акцепторной зоны у БП $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.15$ располагается на 5–6 мэВ выше потолка валентной зоны [8].

где $\sigma(T)$ и $R(T)$ — электропроводность кристалла и коэффициент Холла при соответствующей температуре в слабом магнитном поле ($B \rightarrow 0$); $R(0) = 2.4 \cdot 10^4$ см²/Кл — значение коэффициента Холла при $T \rightarrow 0$.

Следует отметить, что подвижность ~ 1000 см²/В·с соответствует минимальной металлической подвижности дырок в Hg_{1-x}Cd_xTe [9], характерной для безактивационного движения по акцепторной зоне. Причина различия подвижностей дырок, найденных из $\Delta\chi_p$ и σ_p , становится ясной, если учесть, что примесные дырки не вырождены (их концентрация зависит от температуры). Для невырожденных дырок на длинах СВЧ волн $\lambda = 0.14-0.17$ см выполняется условие $\omega^2 \tau_p^2 \ll 1$, и отношение $\sqrt{\Delta\chi_p}/\sigma_p$ пропорционально квадратному корню из величины холл-фактора $A = \langle \tau_p^2 \rangle / \langle \tau_p \rangle^2$. При рассеянии на заряженных центрах в однородной среде $A = 1.93$, а при движении носителей заряда в неоднородной среде может быть значительно больше единицы [11]. В частности, такой неоднородной средой является система акцепторов в области минимальной металлической проводимости.

Таким образом, измерения диэлектрической проницаемости и зависимости коэффициента Холла от магнитного поля для образца Э43-13 показали, что перенос заряда по акцепторной зоне у этого образца при $T \geq 1.7$ К осуществляется делокализованными примесными дырками. Отрицательный вклад в диэлектрическую проницаемость пропорционален концентрации дырок и увеличивается с ростом температуры. Степенной характер температурной зависимости концентрации делокализованных дырок свидетельствует о том, что эти дырки активированы на край подвижности, который находится вблизи уровня Ферми и, следовательно, расположен на ~ 4.5 мэВ выше потолка валентной зоны. Следует отметить, что положение края подвижности является важной характеристикой, которую необходимо знать при исследовании явлений переноса вблизи перехода металл—диэлектрик, но обычно не удается определить в полупроводниках с открытой щелью.

Для образца Э43-14 величина разностной концентрации ($N_A - N_D$) меньше, а уровень Ферми расположен дальше от центра акцепторной зоны по сравнению с образцами Э43-13, плотность акцепторных состояний на уровне Ферми у образца Э43-14, по-видимому, меньше, чем у образца Э43-13. В связи с этим при гелиевых температурах примесные дырки в образце Э43-14 локализованы и не оказывают заметного влияния на диэлектрическую проницаемость.

В заключение авторы выражают благодарность И. М. Цидильковскому за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Штрапенин Г. Л., Горбатюк И. Н., Раренко И. М. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 462—467.
- [2] Pollak M., Geballe T. H. — Phys. Rev., 1961, v. 122, N 6, p. 1742—1753.
- [3] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М., 1974. 472 с.
- [4] Tsidilkovskii I. M., Narus G. I., Shelushinina N. G. — Adv. Phys., 1985, v. 34, N 1, p. 43—174.
- [5] Grynberg M., Le Toullec R., Balkanski M. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 2, p. 517—526.
- [6] Liu L., Brust D. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, N 13, p. 651—653.
- [7] Райх М. Э., Эфрос А. Л. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 5, с. 1307—1316.
- [8] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 2, с. 713—724.
- [9] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1392—1396.
- [10] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З., Горбатюк И. Н., Раренко И. М., Тальянский Э. В. — ЖЭТФ, 1985, т. 89, в. 1 (7), с. 126—133.
- [11] Потапов В. Т., Трифонов В. И., Чусов И. И., Яременко Н. Г. — ФТП, 1972, т. 6, в. 7, с. 1227—1233.