

## Статическая диэлектрическая проницаемость в бесщелевых твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

В. Д. Прозоровский, И. Ю. Решидова, А. И. Пузыня

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины  
Украина, 83114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72  
E-mail: prohorov@pr.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 25 февраля 2000 г., после переработки 31 мая 2000 г.

Представлены результаты комплексных исследований геликонной интерферометрии, нерезонансного циклотронного поглощения и эффекта Шубникова—де Гааза на СВЧ в соединении  $\text{HgTe}$  и твердых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Анализ полученных экспериментальных результатов и существующих в настоящее время теоретических представлений позволил сделать вывод о том, что в бесщелевом полупроводнике  $\text{HgTe}$  и твердых растворах на его основе величина статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon_s$  зависит от концентрации электронов проводимости и зонных параметров. В интервале значений  $0,155 \leq x \leq 0,2$  обнаружено аномальное поведение  $\epsilon_s(x)$ , которое связывается с изменением структуры краев зоны проводимости и валентной зоны в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

Подано результати комплексних досліджень геліконної інтерферометрії, нерезонансного циклотронного поглинання та ефекту Шубнікова—де Гааза на НВЧ в сполуках  $\text{HgTe}$  та твердих розчинах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Аналіз одержаних експериментальних результатів та теоретичних уявлень, які існують на цей час, дозволив зробити висновок, що в безщілинному напівпровіднику  $\text{HgTe}$  і твердих розчинах на його основі величина статичної діелектричної проникності  $\epsilon_s$  залежить від концентрації електронів провідності і зонних параметрів. В інтервалі значень  $0,155 \leq x \leq 0,2$  виявлено аномальну поведінку  $\epsilon_s(x)$ , пов'язану із зміною структури країв зони провідності та валентної зони в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

PACS: 72.80. Ey

Соединение  $\text{HgTe}$  и его твердые растворы с теллуридом кадмия  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  при определенном составе  $x$  относятся к бесщелевым полупроводникам, поскольку в них дно зоны проводимости соприкасается с вершиной валентной зоны [1]. Нулевой энергетический зазор между этими зонами, принадлежащими одному представлению  $\Gamma_8$ , обуславливает зависимость статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от волнового вектора  $q$  следующего вида [2]:

$$\epsilon(q) = \epsilon_L + \frac{3\pi^2 e^2 m_n}{2\hbar^2 q}, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $m_n$  — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости;  $\epsilon_L$  — вклад в диэлектрическую проницаемость от всех зон, кроме зоны  $\Gamma_8$ . Особенность в (1) при  $q \rightarrow 0$  обусловлена аномально высокой поляризуемостью электрон-дырочного вакуума. В отсут-

ствие электронов проводимости эта особенность приводит к эффективному экранированию заряда валентными электронами за счет виртуальных переходов между соприкасающимися валентной зоной и зоной проводимости. Когда электроны переходят с доноров или из валентной зоны в зону проводимости, то особенность в (1) подавляется, а электронный газ при этом становится вырожденным [1]. Тогда вследствие эффекта Мосса—Бурштейна виртуальные переходы возможны только при энергиях  $E \geq E_F$ , где  $E_F$  — энергия Ферми. Поэтому в примесном бесщелевом полупроводнике статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s$  имеет конечную величину и возрастает при уменьшении концентрации электронов по закону [3]:

$$\epsilon_s = \epsilon_L + \frac{8e^2 m_n}{\pi \hbar^2 k_F}, \quad (2)$$

где волновой вектор  $k_F$ , соответствующий энергии Ферми, связан с концентрацией электронов  $N$  обычным образом:  $k_F^3 = 3\pi^2 N$ . Эта зависимость приводит к ослаблению кулоновского взаимодействия на больших расстояниях, что проявляется, в частности, в уменьшении энергии связанного состояния [1] и сечения рассеяния на кулоновском центре [4]. Из этого следует, что величина статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon_s$  играет немаловажную роль для физики бесщелевых полупроводников. Однако до настоящего времени непосредственно  $\epsilon_s$  экспериментально не исследовалась. В связи с этим нами были проведены измерения  $\epsilon_s$  при гелиевой температуре в образцах HgTe с разной концентрацией свободных носителей заряда  $N$  и твердых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с разной мольной долей теллурида кадмия  $x$ . Заметим, что наиболее тщательно были проведены измерения  $\epsilon_s$  в области нуль-щелевого состояния  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

### Эксперимент

Для того чтобы установить зависимость между  $\epsilon_s$  и  $N$  в монокристаллических образцах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$   $n$ -типа с различными значениями  $x$ , необходимо экспериментально определить  $N$  и циклотронную эффективную массу  $m_c$ . Это можно сделать с помощью методов геликонной интерферометрии, нерезонансного циклотронного поглощения (НЦП) [5] и эффекта Шубникова—де Гааза (ШДГ) на СВЧ [6].

Исследование производной коэффициента отражения по магнитному полю  $dR/dH$  проводилось с помощью радиоспектрометра, конструкция которого позволяла проводить измерения в конфигурациях Фарадея и Войгта соответственно с циркулярной и линейной поляризациями микроволнового поля в резонаторе. Связь резонатора с исследуемым образцом осуществлялась через отверстие в диафрагме, расположенной перед отверстием связи резонатора с волноводом. При необходимости исследуемый образец определенного размера можно было поместить в полость резонатора в пучность электрического или магнитного СВЧ полей. Использовались цилиндрические сменные резонаторы поглощающего типа с модой  $TE_{112}$ , настроенные на частоты  $f_1 = 36,04$  ГГц и  $f_2 = 26,1$  ГГц. Переход от работы радиоспектрометра в фарадеевской конфигурации к работе в войгтовской конфигурации осуществлялся разворотом электромагнита на  $90^\circ$ , поле  $H$  которого измерялось ядерным магнитометром и могло изменяться в интервале 0–16 кЭ. Температура образца в процессе исследований контролировалась

с точностью  $\pm 0,05$  К и стабилизировалась с точностью  $\pm 0,02$  К с помощью специального устройства [7].

Исследуемые образцы имели форму дисков диаметром 5–6 мм и толщиной 0,8–1,5 мм, поверхности которых механически полировались, а непосредственно перед экспериментом подвергались химической полировке в пятипроцентном растворе брома в метаноле. Состав и однородность образцов определялись с помощью рентгеновского микроанализатора. Данные для исследованных нами образцов приведены в таблице.

Таблица

Физические параметры образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

№	$x$	$\epsilon_s$ , экс.	$\epsilon_s$ , расч.	$N$ , $10^{15} \text{ см}^{-3}$	$m_c/m_0$
1	0	115	70,3	0,80	0,0300
2	0	85	63,4	1,24	0,0300
3*	0	65	53,1	2,77	0,0300
4	0	47	40,1	13,00	0,0310
5	0	44	38,5	18,00	0,0320
6	0	33	28,0	200,00	0,0360
7	0,050	85	50,2	0,80	0,0181
8	0,110	87	51,0	0,08	0,0090
9*	0,110	60	33,5	0,65	0,0093
10	0,110	38	27,2	3,20	0,0096
11	0,110	27	22,0	20,00	0,0110
12*	0,140	50	23,3	0,65	0,0040
13*	0,150	47	21,1	0,58	0,0036
14	0,155	45	18,2	0,70	0,0032
15	0,160	45	18,1	0,80	0,0033
16	0,167	45	18,0	0,75	0,0032
17	0,175	45	17,9	0,80	0,0033
18	0,180	40	17,8	0,83	0,0037
19	0,200	21	17,6	0,83	0,0050
20	0,250	18	16,9	0,80	0,0172

Примечание: \* — образцы, на которых наблюдался эффект Шубникова—де Гааза

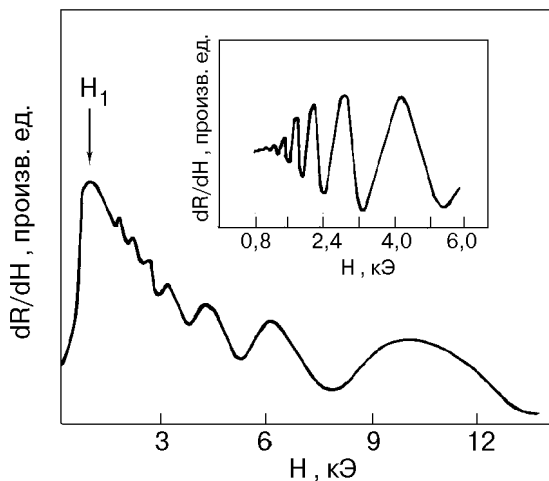


Рис. 1. Осцилляции производной коэффициента отражения по магнитному полю в образце № 3, зарегистрированные в конфигурациях Фарадея и Войгта (вставка) при 4,2 К.

Исследования образца № 3 при 4,2 К в конфигурации Фарадея показали, что для экстраординарной\* волны кривая  $dR/dH$  является осциллирующей функцией магнитного поля (рис. 1). Экстремумы этой кривой с уменьшением толщины образца смещаются в меньшие магнитные поля, что свидетельствует о наблюдении в данном случае размерных резонансов Фабри—Перо. Положение пика, наблюдаемого в малом магнитном поле  $H_1 \approx 460$  Э, не зависит от толщины образца. При изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное на кривой  $dR/dH$  экстремумов не наблюдается. В конфигурации Войгта кривая  $dR/dH$  также является осциллирующей (рис. 1, вставка), и ее экстремумы в магнитных полях не совпадают с экстремумами, наблюдаемыми на  $dR/dH$  в конфигурации Фарадея. Положения этих экстремумов в магнитном поле также не изменяются при уменьшении толщины образца и изменении рабочей частоты радиоспектрометра. Кроме того, анализ указанной зависимости показал, что коэффициент отражения является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом  $1/H$ .

На основании полученных экспериментальных данных и согласно теоретическим представлениям о распространении магнитоплазменных волн в твердотельной холодной плазме [8], можно однозначно утверждать, что: 1) пик, наблюдаемый на зависимости  $dR/dH$  в малом магнитном поле  $H_1$ , соответствует НЦП, которое обусловлено элек-

тронами проводимости; 2) осцилляции кривой  $dR/dH$  в конфигурации Фарадея обусловлены распространением геликонной волны в исследуемом образце и соответствуют резонансам Фабри—Перо; 3) осцилляции  $dR/dH$  в конфигурации Войгта обусловлены эффектом ШдГ на СВЧ. Наблюдение квантовых осцилляций в данном эксперименте возможно при фиксации уровня Ферми на акцепторном уровне для этого материала [1,6].

Таким образом, согласно нашей методике [5], определяем  $\epsilon_s$ ,  $N$  и  $m_c$  по зависимости  $dR/dH$ , осцилляции которой соответствуют резонансам Фабри—Перо и обусловлены изменением эффективной диэлектрической проницаемости образца  $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_s - [\omega_p^2/\omega(\omega \pm \omega_c - j/\tau)]$  с изменением внешнего магнитного поля, где  $\omega_p = 4\pi e^2 N/m_c c$ ;  $\omega_c = eH/m_c c$ ;  $c$  — скорость света;  $\omega$  — циклическая рабочая частота радиоспектрометра;  $j$  — мнимая единица;  $\tau$  — время релаксации импульса электронов проводимости.

Достоверность полученных результатов подтверждалась совпадением в пределах ошибки эксперимента значений  $N$ , определяемых, с одной стороны, на основании квантовых осцилляций, которые наблюдались в конфигурации Войгта [6], и по геликонной интерферометрии — с другой.

Расчетные значения  $\epsilon_s$  определялись с помощью выражения

$$\epsilon_s = \epsilon_L + \frac{8e^2}{\pi} \left[ \frac{m_c}{\hbar^2 (3\pi^2 N)^{1/3}} - \frac{(3\pi^2 N)^{1/3}}{E_g} \right], \quad (3)$$

которое получено из соотношения (2) подстановкой в него  $k_F$  и значения  $m_n$  в виде [1]:

$$m_n = \frac{m_c}{1 + 2E/|E_g|}, \quad \text{где } E = E_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3}}{2m_n}.$$

Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны, которая экспериментально не определялась, а вычислялась, согласно [1], следующим образом:

$$E_g(x, T) = -0,302 + 1,93x + 5,35 \cdot 10^{-4} T(1 - 2x) - 0,81x^2 + 0,832x^3 \quad (4)$$

(все слагаемые в формуле (4) приведены в электрон-вольтах). Кроме того, вычислялась  $\epsilon_L$  по формуле [9]

$$\epsilon_L = 20,5 - 15,6x + 5,7x^2. \quad (5)$$

\* Экстраординарная волна в конфигурации Фарадея ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ ) — это волна, направление поляризации которой совпадает с направлением циклотронного вращения свободных носителей заряда.

На основании существующих теоретических представлений и экспериментальных данных были определены необходимые параметры исследуемых образцов, позволившие получить экспериментальную и расчетную величины  $\epsilon_s$  при разных значениях  $N$  и  $x$  и сравнить их между собой. Значения этих параметров приведены в таблице.

### Обсуждение и выводы

На рис. 2 представлены расчетные и экспериментальные зависимости  $\epsilon_s(N)$  для HgTe и  $\text{Hg}_{0,89}\text{Cd}_{0,11}\text{Te}$ . Видно, что зависимости  $\epsilon_s(N)$  имеют одинаковый характер, т.е. с возрастанием  $N$  в обоих случаях  $\epsilon_s(N)$  уменьшается, но количественно эти зависимости отличаются. Как видно на рис. 2, с уменьшением  $N$  отличие становится все более существенным. Количественное отличие расчетных и экспериментальных значений  $\epsilon_s(N)$  мы связываем с тем, что выражение (2) имеет весьма приближенный характер и отражает лишь качественное изменение, не претендуя на точное количественное [4].

На рис. 3 показано изменение  $\epsilon_s$  в зависимости от мольной доли CdTe в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Концентрация электронов проводимости в исследуемых образцах изменялась в данном случае в интервале значений  $(5,8-8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Как видно на рисунке, экспериментальная зависимость  $\epsilon_s(x)$  в интервале значений  $0 < x < 0,158$  имеет такой же характер, что и расчетная. В интервале значений  $0,158 \leq x \leq 0,178$  экспериментальная  $\epsilon_s(x) = \text{const}$ . Далее, при  $x > 0,178$  экспериментальное значение

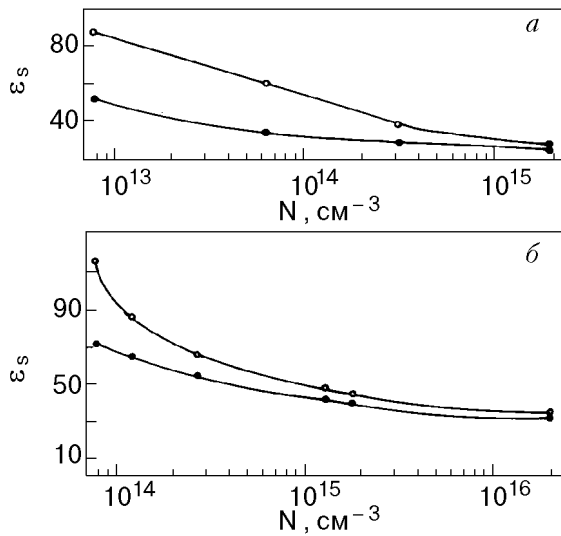


Рис. 2. Зависимость статической диэлектрической проницаемости от концентрации электронов проводимости в образцах  $\text{Hg}_{0,89}\text{Cd}_{0,11}\text{Te}$  (а) и HgTe (б). ○ — эксперимент; ● — расчет.

$\epsilon_s(x)$ , резко уменьшаясь, приближается к расчетному значению, которое не зависит от  $N$ . Расчет  $\epsilon_s(x)$  в интервале значений  $0 \leq x \leq 0,16$  велся с помощью выражений (3)–(5), а при  $x > 0,16$  — с помощью (5), так как в этом случае, согласно [1,4], при  $|E_g| \rightarrow 0$   $\epsilon_s$  не зависит от  $N$ . Факт близости расчетного и экспериментального значений  $\epsilon_s$  при  $x \geq 0,2$  свидетельствует о том, что статическая диэлектрическая проницаемость зависит от концентрации электронов проводимости только в бесщелевых полупроводниках, и подтверждает достоверность полученных нами экспериментальных данных.

Отличие в характере изменения расчетной и экспериментальной зависимостей  $\epsilon_s(x)$  в интервале значений  $0,155 \leq x \leq 0,2$ , соответствующих  $-17,6 \text{ мэВ} \leq E_g \leq 59,6 \text{ мэВ}$ , мы связываем с изменением структуры краев зон проводимости и валентной, которое, согласно работам [10–12], происходит в твердых растворах на основе HgTe при

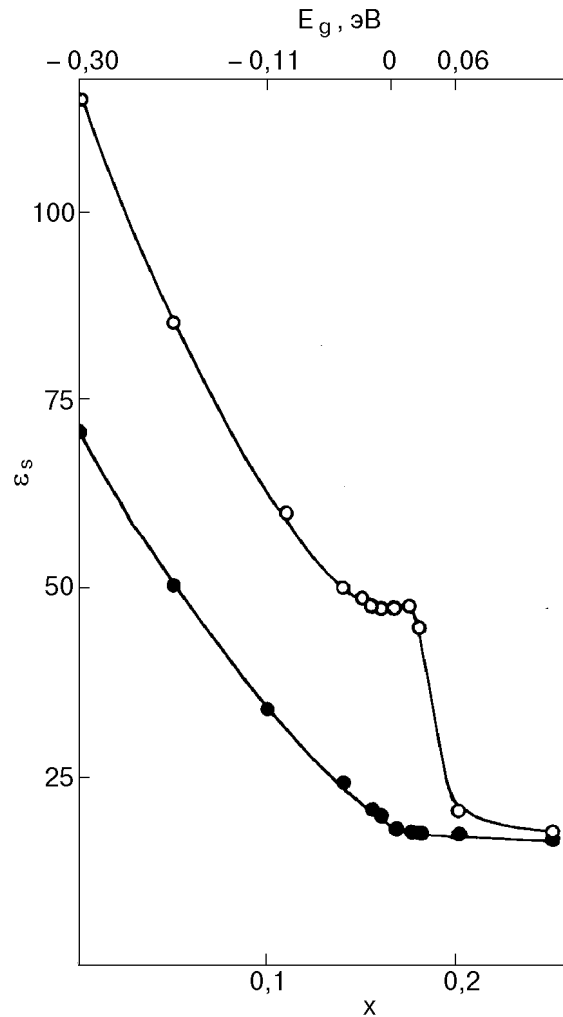


Рис. 3. Изменение статической диэлектрической проницаемости в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в зависимости от мольной доли CdTe при 4,2 К. ○ — эксперимент; ● — расчет.

значениях  $E_g \approx \pm 20$  мэВ. Эти работы свидетельствуют о том, что именно при этих значениях  $E_g$  происходит инверсия зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ . Последнее означает, что в указанных твердых растворах равенство  $E_g = 0$  не выполняется. И как результат аномального поведения структуры краев зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  в зависимости от значения  $E_g$  происходит аномальное изменение  $\epsilon_s(x)$  при тех же значениях  $E_g$ .

Таким образом, из вышесказанного следует, что в бесщелевых твердых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  статическая диэлектрическая проницаемость зависит от зонных параметров и концентрации свободных носителей заряда, характер этой зависимости совпадает с теоретически предсказанным, за исключением области значений  $E_g$ , при которых происходит нарушение структуры краев зоны проводимости и валентной зоны.

1. И. М. Цидильковский, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, *Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках*, УНЦ АН СССР, Свердловск (1987).
2. L. Liu and D. Brust, *Phys. Rev.* **173**, 777 (1968).
3. L. Liu and E. Tosatti, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 772 (1969).
4. Б. Л. Гельмонт, В. И. Иванов-Омский, Б. Т. Коломиец и др., *ФТП* **5**, 266 (1971).
5. В. Д. Прозоровский, В. И. Очеретько, *ЖТФ* **60**, 192 (1990).
6. В. Д. Прозоровский, И. Ю. Решидова, С. Ю. Паранчич, Л. Д. Паранчич, *ФТТ* **32**, 3290 (1990).
7. В. Д. Прозоровский, Ю. М. Николаенко, А.с. 1319000. БИ № 23 (1987).

8. J. D. Wiley, P. S. Peersy, and R. N. Dexter, *Phys. Rev.* **181**, 1173 (1969).
9. А. В. Любченко, Е. А. Сальков, Ф. Ф. Сизов, *Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники*, Наукова думка, Киев (1984).
10. Э. А. Пашицкий, Ю. А. Браташевский, В. Д. Прозоровский, Ю. М. Николаенко, *ФТТ* **29**, 3586 (1987).
11. В. Д. Прозоровский, И. Ю. Решидова, *Физика и техника высоких давлений* **2**, 66 (1992).
12. В. Д. Прозоровский, И. Ю. Решидова, *ФНТ* **25**, 1035 (1999).

### Static dielectric constant in zero-gap solid solutions of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

V. D. Prozorovskii, I. Yu. Reshidova,  
and A. I. Puzunya

The results of comprehensive investigation of helicon interferometry, nonresonance cyclotron absorption and super-high frequency Shubnikov-de Haas effect in the HgTe compound and  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  solid solutions are presented. The analysis of the experimental data obtained and the theoretical concepts available have permitted us to suggest that in the zero-gap HgTe semiconductor and the  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  solid solutions based on it the value of static permittivity constant  $\epsilon_s$  depends on conduction electron concentration and band parameters. An anomalous behavior of  $\epsilon_s(x)$  is observed for  $0.155 \leq x \leq 0.2$ , it is related to structural changes of the conduction-band edges and the valence band in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .