

Влияние смещающего электрического поля на спектральное распределение фотодиэлектрического эффекта в структурах с барьером Шоттки на основе кристаллов теллурида кадмия–цинка

© В.К. Комарь*, В.М. Пузиков*, О.Н. Чугай[¶], Д.П. Наливайко*, С.В. Сулима*, С.Л. Абашин

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского „ХАИ“,
61070 Харьков, Украина,

* НТК „Институт монокристаллов“ Национальной академии наук Украины,
61001 Харьков, Украина

(Получена 15 августа 2006 г. Принята к печати 30 октября 2006 г.)

Измерены спектральные зависимости эффективных значений действительной и мнимой частей низкочастотной диэлектрической проницаемости кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.12-0.16$), на поверхности которых создан барьер Шоттки. Установлено, что граничные длины волн характеристических участков измеренных зависимостей, представленных в комплексной плоскости, соответствуют энергиям фотонов, вызывающих качественные изменения в состоянии отрицательно заряженных и электронейтральных локализованных акцепторных состояний. Обнаружены изменения энергетического спектра локализованных состояний, определяемые величиной и полярностью приложенного к барьеру Шоттки электрического смещения.

PACS: 71.23.An, 71.55.Gs, 77.22.Ch

1. Введение

В методе сканирующей фотодиэлектрической спектроскопии (СФДС), который был предложен в [1], сочетаются преимущества диэлектрических и фотоэлектрических измерений при определении энергетического спектра локализованных состояний в полупроводниках. Метод основан на измерении малых приращений эффективных значений действительной ($\Delta\varepsilon'_{\text{ef}}$) и мнимой ($\Delta\varepsilon''_{\text{ef}}$) частей диэлектрической проницаемости, вызванных плавным изменением длины волны света λ . Полученные таким образом зависимости $\Delta\varepsilon'_{\text{ef}}(\lambda)$ и $\Delta\varepsilon''_{\text{ef}}(\lambda)$ представляют в виде диаграммы в комплексной плоскости. Для всей спектральной области fotocувствительности эта диаграмма имеет вид замкнутой кривой, состоящей из характеристических участков. Ограничивающие их длины волн λ_i определяют энергии фотонов $E_i = h/c\lambda_i$ (h — постоянная Планка, c — скорость света), обуславливающих качественные изменения системы свободных и связанных носителей заряда. В работе [1] установлено, что в случае кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.12-0.16$) указанные изменения связаны с переходами электронов из локализованных состояний в запрещенной зоне на состояния в зоне проводимости вблизи ее дна E_c .

Наши дальнейшие исследования тех же кристаллов показали, что методом СФДС, как правило, не обнаруживаются состояния, энергия фотовозбуждения которых E_i близка к половине ширины запрещенной зоны кристалла ($E_g/2 \approx 0.80$ эВ [2]). С другой стороны, для образцов с наибольшей fotocувствительностью характерны состояния с $E_i > E_g$. Цель настоящей работы состоит в установлении природы указанных особенностей спектра энергий фотовозбуждения локализованных состояний кристаллов CdZnTe .

2. Образцы и методика исследований

Исследовались кристаллы CdZnTe указанного состава, выращенные из расплава под высоким давлением инертного газа. Характеристики их дефектной структуры и состав остаточных примесей приведены в [1]. Образцы имели прямоугольную форму ($12 \times 12 \times 0.8$ мм). После шлифовки и полировки их грани подвергались химическому травлению, что обеспечивало удаление нарушенного слоя. Использовали прижимные электроды, один из которых представлял собой пластинку In , другой — слой SnO_2 , нанесенный на пластинку из плавленого кварца. Этот электрод прозрачен в широкой спектральной области. Размещение электродов на образце и направление фотовозбуждения схематически показаны на рис. 1. Измерения выполняли в нормальных условиях с помощью моста переменного тока Р5016. Частота электрического поля была равна 10 кГц, напряжение на образце 9 В. Смещающее электрическое поле в образце создавали с помощью внешнего источника постоянного напряжения.

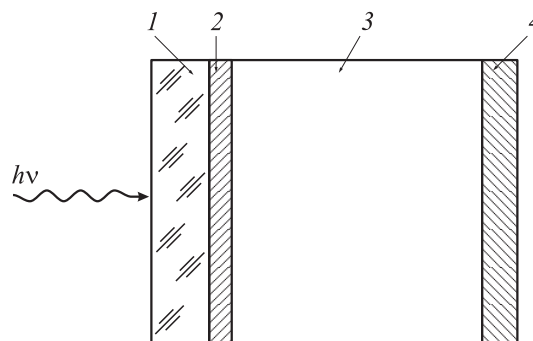


Рис. 1. Размещение прозрачного (2) и непрозрачного (4) электродов на образце (3). 1 — кварцевая подложка.

[¶] E-mail: khai_physical_lab@xai.edu.ua

В основу наших исследований было положено предположение, что используемым методом определяется энергетическое положение лишь тех акцепторных состояний, которые являются электрически заряженными вследствие самокомпенсации [3]. Наблюдение же энергетических уровней, для которых $E_i > E_g$, связано с фотоионизацией электронейтральных акцепторных состояний, расположенных выше уровня Ферми E_F .

Подтвердить изложенное предположение можно с помощью создания контакта Шоттки к поверхности исследуемого кристалла. Приложение к контакту электрического напряжения V изменяет электрический потенциал в приконтактной области. При этом, как известно, происходит смещение локализованных состояний в этой области относительно E_F в объеме кристалла, которое может сопровождаться их перезарядкой. Это вызовет изменения энергетического спектра состояний.

3. Полученные результаты и их анализ

3.1. Спектральное распределение фотодиэлектрического эффекта и энергетический спектр локализованных состояний при различных смещающих напряжениях

На рис. 2 показаны типичные для исследованных кристаллов зависимости $\Delta\varepsilon'_{ef}(\lambda)$ и $\Delta\varepsilon''_{ef}(\lambda)$ в комплексной плоскости, измеренные в отсутствие смещающего напряжения на образце и при его противоположных полярностях. Заметим, что при прямой полярности указанного напряжения (V_f) на освещаемый электрод подавался отрицательный потенциал, на полупроводник p -типа — положительный (p -тип проводимости исследованных кристаллов установлен в [4]). При обратной полярности смещающего напряжения (V_r) знаки подаваемых потенциалов, естественно, противоположны указанным. Из рисунка видно, что, независимо от полярности напряжения V , его приложение вызывает изменение формы и относительной длины участков зависимости, соответствующих одним и тем же спектральным интервалам. Причем при V_r по сравнению с V_f наблюдаются качественные отличия диаграммы $\Delta\varepsilon'_{ef}(\lambda) - \Delta\varepsilon''_{ef}(\lambda)$, так как в этом случае $\Delta\varepsilon'_{ef}$ в коротковолновой области имеет отрицательный знак.

При определении граничных длин волн характеристических участков λ_i указанных зависимостей применяли компьютерную обработку данных. Эти величины находили из условия локального экстремума производной 2-го порядка $d^2(\Delta\varepsilon''_{ef})/d(\Delta\varepsilon'_{ef})^2$. Расчет энергетических уровней локализованных состояний выполняли в предположении, что поглощение кванта энергии E_i вызывает переход электрона из локализованного состояния в зону проводимости [1].

В табл. 1 приведены энергетические спектры локализованных состояний, типичные для исследованных кристаллов при различном прямом напряжении на образце, а также энергетический спектр, известный из

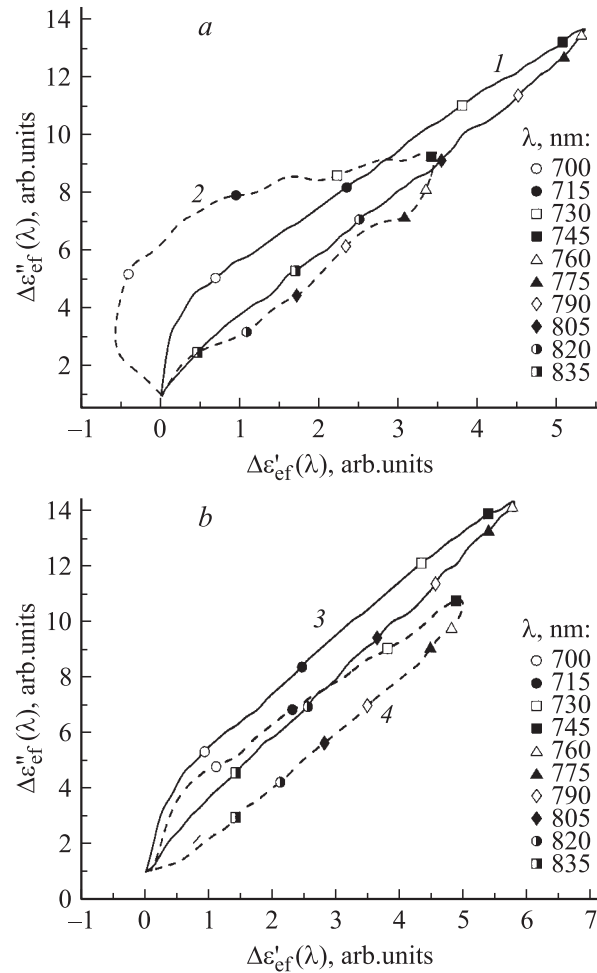


Рис. 2. Спектральные зависимости эффективных значений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости кристалла CdZnTe при обратной (а) и прямой (б) полярностях электрического смещения 150 В (2, 4). 1 — исходное состояние кристалла, 3 — состояние кристалла после снятия обратного смещения.

литературы. Энергии состояний указаны относительно потолка валентной зоны E_v . Видно, что независимо от V_f энергетические уровни ряда состояний хорошо согласуются с наблюдавшимися ранее. В то же время имеются состояния, для которых E_i близко к E_g и даже превышает эту величину, вследствие чего поставленные в соответствие им уровни расположены вблизи или ниже потолка валентной зоны. Обратим также внимание на целый ряд значений E_i , связанных между собой „правилом смещения на ΔE “. Суть этого правила состоит в том, что уровень оказывается смещенным относительно какого-либо уровня, наблюдаемого при меньшем V_f , на одну и ту же величину ΔE , т.е. $E_i(V_2) = E_i(V_1) + \Delta E$ (индексы V_1 и V_2 соответствуют меньшему и большему V_f). Связанные указанным правилом уровни в табл. 1 выделены одинаковыми индексами, верхними или нижними. Справа от $E_i(V_f)$ в скобках приведено ΔE . Важно отметить, что

Таблица 1. Энергетические спектры локализованных состояний в кристаллах $Cd_{0.86}Zn_{0.14}Se$, измеренные разными методами

Возможная природа [5]	Энергия, эВ				
	Методы TSC, TEES, PICTS [5]	Метод сканирующей фотодиэлектрической спектроскопии			
		$V_f = 0$ В	$V_f = 100$ В	$V_f = 150$ В	$V_f = 200$ В
		-0.81 ¹			-0.98
			-0.67 _a ¹ (0.14)		-0.74
		-0.62 ²		-0.60 _a ¹ (0.07)	
		-0.57 ³			-0.56 ¹ (0.04)
		-0.54 ⁴	-0.53 _b		
				-0.49 ²	
		-0.45 ⁵	-0.46 _c ² (0.16)		-0.46 ² (0.03)
			-0.42 _d ³ (0.15)	-0.43 _b (0.10)	-0.42
		-0.38 ⁶	-0.39 _d ⁴ (0.15)		
		-0.36 ⁷	-0.37	-0.36 _c ³ (0.10)	-0.36
			-0.35 _e		
				-0.34 _d (0.08)	-0.33 ³ (0.03)
		-0.30 ⁸	-0.31 _f ⁵ (0.14)		
		-0.28 ⁹		-0.28 _e ⁴ (0.07)	-0.29
		-0.27			-0.26
		-0.25	-0.25 _g		
		-0.24	-0.24 _f ⁶ (0.14)	-0.24 _f ⁵ (0.07)	-0.24 ⁴ (0.04)
			-0.23 _h ⁷ (0.14)	-0.23	
		-0.21	-0.20	-0.21	-0.21 ⁵ (0.03)
		-0.19 ¹⁰	-0.18		-0.18
		-0.17 ¹¹		-0.17 _g (0.08)	
			-0.16 _h ⁸ (0.14)	-0.16 _h (0.07)	
			-0.15 _i ⁹ (0.13)		
		-0.14 ¹² , -0.13			
		-0.10 ¹³ , -0.08 ¹⁴		-0.08 _i ⁶ (0.07)	
			-0.06 ¹⁰ (0.13)		-0.06 ⁶ (0.02)
		-0.04, -0.02	-0.02 ¹¹ (0.15)		-0.03
			-0.01 ¹² (0.13)	-0.01	
		0.02 ¹⁵	0.04 ¹³ (0.14)		
		0.06 ¹⁶ , 0.07 ¹⁷	0.07 ¹⁴ (0.15)		
Комплекс примесь-V _{Cd} А-центр Примесь в узлах Cd	0.10–0.16	0.09 ¹⁸ , 0.11			
		0.15	0.17 ¹⁵ (0.15)	0.16, 0.17	0.16
V _{Te}	0.19–0.22	0.20	0.18, 0.19	0.18, 0.19	0.18, 0.19
		0.21, 0.22	0.20 ¹⁶ (0.14)	0.20	0.20
			0.21 ¹⁷ (0.14)	0.21, 0.22	0.21, 0.22
		0.23, 0.24	0.24 ¹⁸ (0.15)	0.23	0.23
		0.25, 0.26		0.25	
Атомы C, Si	0.27–0.29	0.27			
			0.33, 0.34	0.32	
Комплекс V _{Cd}	0.35–0.41				0.36, 0.38
Структурный дефект, связанный с деформацией	0.46–0.50	0.49			

Таблица 2. Энергетические спектры локализованных состояний в одном из кристаллов $\text{Cd}_{0.86}\text{Zn}_{0.14}\text{Se}$ при различной продолжительности воздействия электрического смещения

Кристалл без смещения	Кристалл после продолжительного электрического смещения		
	1 ч	3 ч	17 ч
-1.52			
-1.31	-1.28		
	-1.19	-1.20	-1.22
-1.12	-1.09	-1.10	-1.12
-1.06	-1.03		-1.06
-1.02	-0.99	-1.00	
-0.96			-0.94
-0.91	-0.90		-0.88
-0.84	-0.80	-0.81	-0.79
-0.76	-0.76	-0.77	
-0.73, -0.69			
-0.32	-0.30	-0.29	-0.30
	-0.25	-0.23	-0.25
-0.22, -0.19	-0.19	-0.19	
-0.17, -0.16	-0.17, -0.16	-0.17	-0.17
	-0.14, -0.13	-0.13	
-0.11	-0.11	-0.10	-0.11
-0.07	-0.07	-0.06	-0.07
			-0.04
-0.02	-0.01		
0.01, 0.03	0.02	0.03	0.02
0.06	0.05, 0.06	0.05	0.05, 0.06
		0.07	0.07, 0.08
0.09	0.10, 0.11	0.10, 0.11	0.10, 0.11
0.12, 0.14		0.2	
0.16	0.16	0.16	0.15, 0.16
0.17, 0.18	0.17, 0.18	0.17, 0.18	0.17, 0.18
0.19	0.19, 0.20	0.19, 0.20	0.19, 0.20
0.21, 0.22	0.21	0.21, 0.22	0.21, 0.22
0.23, 0.24	0.23	0.23	0.23, 0.24
0.25	0.25	0.25, 0.26	0.25, 0.26
0.27	0.27	0.28	
	0.31		0.30
0.44	0.43		0.42
		0.48	
	0.57		0.55

Примечание. Энергии приведены в эВ.

ряд энергетических уровней в верхней части таблицы исчезает или появляется под действием электрического поля, не подчиняясь правилу „смещения на ΔE “. В то же время уровни, расположенные ближе к потолку валентной зоны E_v , чем уровень $E_v + 0.16$ эВ, как правило, сохраняют свое положение при разных значениях V_f .

Еще одна существенная особенность приведенных энергетических спектров состоит в исчезновении при воздействии смещающего поля ряда уровней, удаленных относительно потолка валентной зоны больше, чем $E_v + 0.16$ эВ (см. табл. 1). Образующийся при этом интервал, свободный от энергетических уровней, расширяется с V_f . Описанные особенности энергетических спектров наблюдались и в случае приложения к исследуемой структуре V_r . Однако знак смещения уровней ΔE был при этом отрицательным.

С целью установления природы уровней, не подчиняющихся описанному выше правилу, для образца с наибольшей фоточувствительностью диаграмма $\Delta\epsilon'_{ef}(\lambda) - \Delta\epsilon''_{ef}(\lambda)$ была исследована в зависимости от продолжительности воздействия смещающего напряжения $V_f = 100$ В. Полученные при этом энергетические спектры локализованных состояний приведены в табл. 2. Как видим, продолжительное электрическое смещение оказывает влияние главным образом на составляющие спектра, расположенные выше уровня $E_v + 0.10$ эВ.

3.2. Барьер Шоттки в области освещаемого электрода. Условие влияния барьера на результаты измерений

Изложенные закономерности влияния смещающего электрического поля на диаграммы $\Delta\epsilon'_{ef}(\lambda) - \Delta\epsilon''_{ef}(\lambda)$ могут быть объяснены с привлечением представлений о потенциальном барьере в области контакта металл-полупроводник (барьера Шоттки). О существенном влиянии такого барьера на фотоэлектрический эффект в исследованных структурах свидетельствует упоминавшееся выше наблюдение отрицательных значений $\Delta\epsilon'_{ef}$, поскольку уменьшение электрической емкости при воздействии света характерно для структур с барьером Шоттки [6].

Строго говоря, исследованные структуры содержат два таких барьера, образованные каждым из электродов и полупроводником. Однако далее будет показано, что определяющее влияние на диаграммы $\Delta\epsilon'_{ef}(\lambda) - \Delta\epsilon''_{ef}(\lambda)$ оказывает лишь барьер в области контакта, подвергаемого воздействию света. Для дальнейшего изложения важно оценить ширину указанного барьера, которая в приближении резкой границы обедненного слоя определяется формулой [7]

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon'(V_{bi} - V_{bf,br} - kT/e)}{e(N_a - N_d)}}. \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ' — относительная диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, $(N_a - N_d)$ — разность концентраций заряженных акцепторов и доноров, V_{bi} — контактная разность потенциалов, $V_{bf,br}$ — падение потенциала в области барьера при прямой или обратной полярности V , k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Согласно результатам наших измерений,

ϵ' находится в пределах 12–15. Приняв, что $(N_a - N_d)$ достигает $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [8], а $(V_{bi} - V_{bf,br} - kT/e)$ составляет 1 В, получаем в соответствии с (1) значение W для исследованных кристаллов порядка нескольких мкм. Очевидно, что при реализации метода СФДС барьер Шоттки играет определяющую роль лишь в том случае, когда состояния возбуждаются сильно поглощаемым светом. При этом для коэффициента поглощения света α выполняется неравенство

$$\alpha W \geq 1. \quad (2)$$

При воздействии же на структуру слабо поглощаемого света основной вклад в величины $\Delta\epsilon'_{ef}$ и $\Delta\epsilon''_{ef}$ будут вносить состояния в объеме кристалла и влиянием барьера на результаты измерений можно пренебречь. Это в равной мере относится и к потенциальному барьеру в области непрозрачного электрода. Для приведенного значения W в соответствии с (2) находим, что α в случае сильно поглощаемого света должен превышать 10^3 см^{-1} . Как показали наши измерения, столь большим значениям α соответствуют энергии фотонов, превышающие 1.53 эВ. Такими фотонами возбуждаются состояния, энергетические уровни которых расположены выше уровня $E_v + 0.10 \text{ эВ}$.

3.3. Спектр энергий локализованных состояний при противоположных поляризациях смещения

3.3.1. Смещение отсутствует. Рассматривая зависимости $\Delta\epsilon'_{ef}(\lambda) - \Delta\epsilon''_{ef}(\lambda)$ кристаллов CdZnTe при различных условиях опыта, обратимся вначале к зонной диаграмме контакта металл–полупроводник p -типа в отсутствие V (рис. 3, *a*). При уменьшении длины волны света, начиная с длинноволнового края фоточувствительности, первыми обнаружатся участки, которые соответствуют переходам электронов с энергетических уровней A в запрещенной зоне (переходы 1). По мере уменьшения λ в спектре энергий будут обнаруживаться уровни, все ближе расположенные к потолку валентной зоны. Влияние барьера Шоттки на локализованные состояния проявится в том, что уровни, расположенные достаточно близко к потолку валентной зоны, „повторятся“ при дальнейшем уменьшении λ со смещением на величину энергии, приблизительно равную eV_{bi} (переходы 2). Это обусловлено не только почти полным поглощением коротковолнового света в области потенциального барьера, но и необходимостью заброса электронов на уровень дна зоны проводимости E_c в объеме кристалла.

Если переходам 2 условно поставить в соответствие энергетические уровни, то часть их расположится ниже потолка валентной зоны. Именно такие уровни мы обнаруживаем при всех условиях измерений (см. табл. 1 и 2). В этой связи принципиальное значение имеет вопрос — не связаны ли уровни, соответствующие наибольшим значениям E_i , с ионизацией электрически нейтральных акцепторов (переходы 3). Наблюдаемый при $V_f = 200 \text{ В}$

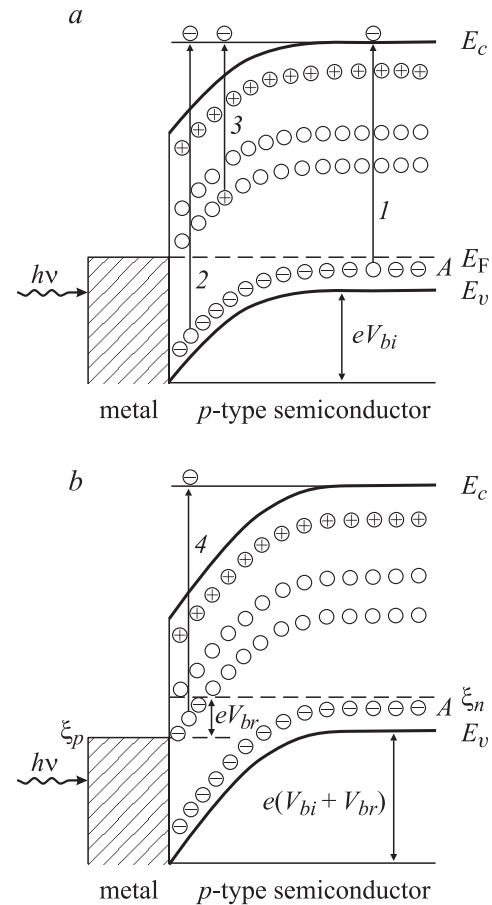


Рис. 3. Зонные диаграммы барьера Шоттки у поверхности полупроводника p -типа проводимости в отсутствие смещения (*a*) и при обратном смещении (*b*).

уровень $E_v - 0.98 \text{ эВ}$ (см. табл. 1) в принципе можно объяснить влиянием высокой контактной разности потенциалов на один из известных акцепторных уровней. Однако при этом необходимо будет предположить, что V_{bi} превышает 1 В. Это представляется нереалистичным в свете известных данных. Так, наибольшее значение V_{bi} (0.81 В) обнаружено для контакта CdTe с Ag [7]. С другой стороны, в табл. 2 содержатся уровни, располагающиеся выше уровня $E_v - 1.00 \text{ эВ}$.

3.3.2. Смещение приложено. Приведенные объяснения энергетического спектра локализованных состояний подтверждаются результатами, полученными при воздействии на исследованные структуры смещающего напряжения. При смещении V уровень Ферми в области барьера Шоттки, как известно, расщепляется на квазиуровни Ферми для электронов (ξ_n) и дырок (ξ_p) (рис. 3, *b*). Будем считать [9], что оба квазиуровня горизонтальны, ξ_n совпадает с E_F в объеме кристалла, а ξ_p — с E_F в металле. К тому же выполнены условия [10], при которых заполнение центров определяется только их положением относительно ξ_n .

Действие смещающего напряжения, очевидно, отразится лишь на состояниях, возбуждаемых сильно погло-

шаемым светом. При этом их энергетические уровни испытывают смещение, равное $eV_{bf,br}$. Этим объясняется отмечавшееся выше смещение энергетических уровней, знак которого определяется полярностью V . Особенностью энергетического спектра при $V_f = 100$ В (см. табл. 1) является то, что ряд уровней (с верхними индексами 8–12) в результате смещения совпали с уровнями в объеме кристалла, которым соответствуют переходы 1 (см. рис. 3, а).

Качественно иные изменения под действием V испытывают состояния, находящиеся в достаточной близости ($\sim eV_{bf,br}$) от E_F . Так, в результате приложения V_f состояния, находившиеся ниже E_F , переместятся выше ξ_n и станут электронейтральными. В результате будут невозможны переходы 4 (см. рис. 3, б) и исчезнет соответствующий им энергетический уровень. Этим, может, объясняется исчезновение из спектра уровня $E_v + 0.49$ эВ при подаче на исследуемую структуру V_f . В случае же приложения V_r , напротив, состояния могут сместиться ниже ξ_n , что вызовет появление нового энергетического уровня, наблюдавшееся в наших опытах.

3.3.3. Различное влияние смещающего напряжения на локализованные состояния. Строго говоря, описанная перезарядка локализованных состояний отражается также на переходах 3 (см. рис. 3, а), происходящих с участием электронейтральных состояний вблизи E_F . При этом приложение V_f должно вызвать исчезновение из спектра уровней, которым соответствуют наибольшие значения E_i . Однако приведенные выше данные не позволяют однозначно выделить такие изменения энергетического спектра. Причиной тому является наличие состояний, не подчиняющихся указанному выше правилу „смещения на ΔE “. Эта особенность действия электрического поля на отдельные локализованные состояния может быть объяснена в рамках модели глубокого дефекта с немонотонной зависимостью константы электрон-колебательного взаимодействия от заряженного состояния центра [11]. При этом внешнее поле обуславливает смещение позиций зарядовых состояний дефекта в кристаллической решетке. В результате происходит изменение энергии фотоионизации дефекта, дополнительное к $eV_{bf,br}$. Поскольку такие метастабильные дефекты наблюдали в кристаллах различного состава [12–14], включая CdTe [15] и CdZnTe:Cl [16], их наличие вероятно также в исследованных кристаллах CdZnTe. Вместе с тем, по мнению авторов, определяющая роль в отмеченной особенности влияния электрического поля на локализованные состояния принадлежит метастабильности центров, имеющей иную природу. Речь идет об изменении системы локализованных состояний в результате дрейфа заряженных дефектов в электрическом поле. Например, в кристаллах CdS электрическое поле ($\sim 10^2$ В/см) вызывает дрейф преимущественно межузельных атомов Cd, что приводит к формированию в прианодной области слоя повышенного электрического сопротивления [17]. Вследствие пространственного перераспределения подвижных дефектов в тех

или иных локальных областях кристалла становится энергетически выгодным образование новых и распад исходных дефектов. Помимо подвижных заряженных дефектов в данный процесс оказываются вовлеченными в основном электронейтральные дефекты. Это подтверждается упоминавшимся выше (см. табл. 2) изменением энергетического спектра локализованных состояний при длительном воздействии V_f . Инерционность данных изменений, очевидно, определяется подвижностью заряженных дефектов и напряженностью поля. С изложенными предположениями согласуется наблюдавшееся в наших опытах двукратное различие энергетических сдвигов уровней ΔE , соответствующих противоположным полярностям электрического смещения 200 В. Кроме того, формированием вблизи одного из электродов области с повышенным электрическим сопротивлением может объясняться неоднородное распределение электрического поля, обнаруженное в кристаллах CdTe и CdZnTe [18,19].

Упомянувшееся выше исчезновение из спектра под действием электрического смещения уровней из некоторого интервала энергий (см. табл. 1), по-видимому, обусловлено ионизацией центров сильным электрическим полем. При этом первостепенное значение имеет не только энергетическое положение, но и электрон-фононное взаимодействие центра [20], а также симметрия центра, определяемая его взаимодействием с ближайшими энергетическими зонами [21].

4. Заключение

Таким образом, на примере кристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$ показано, что метод сканирующей фотодиэлектрической спектроскопии позволяет определять энергетическое положение отрицательно заряженных и энергию фотоионизации электронейтральных акцепторных состояний. Реализация этого метода в сочетании с приложением смещающего электрического поля к структуре с барьером Шоттки позволяет получить дополнительную информацию об энергетическом спектре локализованных состояний в кристалле. Выделение при этом эффектов, связанных с метастабильными состояниями, требует ослабления дрейфа в электрическом поле точечных дефектов, что возможно при понижении температуры кристалла, уменьшении продолжительности измерений и смещающего поля.

Список литературы

- [1] V.K. Komar, V.P. Migal, O.N. Chugai, V.M. Puzikov, D.P. Nalivaiko, N.N. Grebenyuk. Appl. Phys. Lett., **81**, 4195 (2002).
- [2] P. Fougeres, P. Sittert, M. Hageali, J.M. Koekl, R. Regal. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **428**, 38 (1999).
- [3] Н.В. Агринская, Т.В. Машовец. ФТП, **28**, 1505 (1994).
- [4] H. Hermon, M. Schieber, R.B. James, A.J. Antolak, D.H. Mar-se, B. Brunett, C. Hackett, E. Tarver, V. Komar, M.S. Goorsky, H. Yoon, N.N. Kolesnikov, J. Toney, T.E. Sclesinger. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **428**, 30 (1999).

- [5] P. Fougeres, P. Siffert, M. Hageali, J.M. Koebel, R. Regal. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **428**, 38 (1999).
- [6] Н.А. Пенин. ФТП, **30**, 626 (1996).
- [7] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) кн. 1, с. 261. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N. Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, A Wiley-Interscience Publication, 1981) v. 1].
- [8] L.N. Davydov, O.A. Datsenko, G.P. Kovtun, A.I. Kondrik, V.E. Kutny, A.V. Rybka. Functional Mater. (Ukraine, Kharkov), **8** (2), 255 (2001).
- [9] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982) с. 94. [Пер. с англ.: E.H. Rhoderick. *Metal–semiconductor contacts* (Clarendon Press–Oxford, 1978)].
- [10] Дж. Блэкмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964) с. 159. [Пер. с англ.: J.S. Blakemore. *Semiconductor statistics* (Oxford–London–N. Y.–Paris, Pergamon Press, 1962)].
- [11] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **65**, 1111 (1988).
- [12] Н.Т. Баграев, Р.М. Мирсаатов, И.С. Половцев, А. Юсупов. ФТП, **26**, 481 (1992).
- [13] Н.Т. Баграев, Р.М. Мирсаатов, И.С. Половцев, У. Сирожов, А. Юсупов. ФТП, **26**, 427 (1992).
- [14] Н.Т. Баграев. ЖЭТФ, **100**, 1378 (1991).
- [15] П.Н. Ткачук, В.И. Ткачук, П.Н. Букивский, М.В. Курик. ФТТ, **46**, 804 (2004).
- [16] Tineke Thio, J.W. Bennett, D.J. Chadi, R.A. Linke, P. Becla. J. Cryst. Growth, **159**, 345 (1996).
- [17] В.В. Кислюк, Н.Е. Корсунская, И.В. Маркевич, Г.С. Пекаръ, А.Ф. Сингаевский, М.К. Шейнкман. ФТП, **30**, 1884 (1996).
- [18] P. De Antonis, E.J. Morton, E.J.W. Podd. IEEE Trans. Nucl. Sci., **43** (3), 1487 (1996).
- [19] A. Zumbiehl, M. Hage-Ali, P. Fougeres, J.M. Koebel, R. Regal, P. Siffert. J. Cryst. Growth, **197**, 650 (1999).
- [20] В. Карпус. Письма ЖЭТФ, **44**, 334 (1986).
- [21] О.В. Курносова, И.Н. Ясневич. ФТТ, **26**, 3307 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of biasing electric field on spectral distribution of photodielectric effect in Schottky barrier structures based on cadmium zinc telluride crystals

V.K.Komar*, V.M. Puzikov*, O.N. Chugai,
D.P. Nalivaiko*, S.V. Sulima*, S.L. Abashin

National Aerospace University „KhAI“,
61070 Kharkov, Ukraine

* Institute for Single Crystals,
National Academy of Sciences of Ukraine,
61001 Kharkov, Ukraine

Abstract Spectral dependencies of effective values of real and imaginary parts of low-frequency dielectric permittivity were measured for $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ crystals ($x = 0.12–0.16$) with Schottky barrier formed on the surface. Boundary wavelengths of characteristic parts of measured dependences presented in complex plane were analyzed. It was found that these wavelengths correspond to the energies of photons, which cause a qualitative changes in the state of negatively charged and electrically neutral localized acceptor states. The changes in the energy spectrum of localized states, which were determined by the value and polarity of electrical bias applied to Schottky barrier, were found.