РАДИОФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПЛАЗМЫ

УДК 537.226.2/3

С. Л. Абашин*, В. К. Комарь, Д. П. Наливайко, С. В. Олейник*,
В. М. Пузиков, М. А. Ром, С. В. Сулима, О. Н. Чугай*

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА РЕЗУЛЬТАТЫ БЕСКОНТАКТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКООМНЫХ КРИСТАЛЛОВ CdZnTe

**Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ»*
17, ул. Чкалова, Харьков, 61070, Украина
E-mail: oleynick@rbcmail.ru

НТК «Институт монокристаллов» НАН Украины
60, пр. Ленина, Харьков, 61001, Украина
E-mail: komar@isc.kharkov.ua

Установлено различие величин удельного электросопротивления ρ кристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$ (x = 0,12…0,16), измеренных в постоянном и переменном электрических полях. Показано, что это различие связано с диссипацией энергии переменного электрического поля, обусловленной диэлектрической релаксацией (ДР). Для оценки вклада ДР в ρ предложено использовать функцию распределения релаксаторов по частоте, которая может быть найдена из частотной зависимости диэлектрической проницаемости (ДП) кристалла. Ил. 4. Табл. 1. Библиогр.: 17 назв.

Ключевые слова: удельное электросопротивление, диссипация, диэлектрическая релаксация.

Кристаллы твердого раствора $Cd_{1-x}Zn_xTe$ (x = 0,12…0,16) являются одним из наиболее перспективных материалов для детектирования ионизирующих излучений при комнатной температуре [1]. Это связано с достижением в указанном интервале составов оптимального сочетания высоких значений удельного электросопротивления ρ, времени жизни и подвижности неравновесных носителей в кристаллах.

В последние годы повысился интерес к бесконтактным методам измерения ρ указанных кристаллов, поскольку для этих методов характерно отсутствие влияния контактных явлений на результаты измерений. К тому же бесконтактные методы позволяют оперативно контролировать ρ уже на начальных этапах изготовления полупроводниковых приборов [2]. В основе таких методов, как известно, лежат электронные процессы, обусловленные воздействием на образец переменного электрического поля. Заметим, что бесконтактно, в принципе, измеряют удельное электросопротивление переменному току $\rho_{\sim}$. При этом выбор соответствующих условий измерения (частоты электрического поля *f*, формы и размеров образца, схемы подключения его к электрической цепи и т. д.) обеспечивает существенное ослабление поверхностной проводимости, инжекции носителей и других нежелательных явлений, которые типичны для измерений, выполняемых в постоянном электрическом поле, например методом Ван-дер-Пау или 4-зондовым [2]. Выбор частоты электрического поля при измерении $\rho_{\sim}$ любым из бесконтактных методов зависит от вклада в коэффициент диэлектрических потерь электропроводности ρ_c, определяемой свободными носителями заряда. Этот вклад выражается соотношением [3]

$$\varepsilon_c'' = \frac{1}{\varepsilon_0 \rho_c \omega}, \qquad (1)$$

в котором ε_0 – электрическая постоянная; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота поля. Из приведенного соотношения видно, что в случае высокоомного кристалла условием достижения приемлемо большой величины ε_c'' и, соответственно, точности указанных бесконтактных измерений является выполнение их при достаточно низкой частоте электрического поля.

В работе [4] предложен бесконтактный метод определения удельного электросопротивления высокоомных полупроводников, который был апробирован на кристаллах $Cd_{0,94}Zn_{0,06}Te$ с $\rho_{\sim} = 4{,}5 \cdot 10^{10}$ Ом·см. Суть метода состоит в том, что на основе образца, приэлектродные поверхности которого электрически изолированы с помощью тонких диэлектрических прокладок, создают плоский конденсатор. При нескольких низких частотах переменного электрического поля для этого конденсатора измеряют тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta$ (т. е. тангенс угла, дополняющий фазовый сдвиг меж-

 © ІРЕ НАН України, 2010

ду током и напряжением до $\pi/2$). При этом относительную диэлектрическую проницаемость (ДП) полупроводника ε' принимают известной из литературных источников и не зависящей от *f*. Однако именно это предположение может не выполняться в случае твердых растворов полупроводников вследствие обмена зарядом между нейтральными центрами [5, 6] или диэлектрической релаксации (ДР), связанной с крупномасштабным потенциальным рельефом [7]. В этой связи представляло интерес исследовать влияние ДР на результаты бесконтактного измерения удельного электросопротивления твердых растворов с использованием низкочастотного электрического поля, что и явилось целью настоящей работы.

1. Образцы и методики измерения их электрофизических параметров. Исследовали кристаллы твердого раствора $Cd_{1-x}Zn_xTe$, выращенные из расплава под высоким давлением инертного газа. Выращивание выполняли в различных технологических условиях, оказывающих определяющее влияние на диэлектрические свойства кристаллов [7]. Состав кристаллов определяли методом рентгеновского микроанализа с помощью электронного растрового микроскопа РЭМ–106. Образцам придали прямоугольную форму (10×10×2 мм), сориентировав их большие грани перпендикулярно оси роста кристаллического слитка.

Удельное электросопротивление образцов измеряли как с электрическими контактами в виде слоев Au на их больших гранях, так и бесконтактно. Контакты получили методом химического осаждения золота из водного раствора $HAuCl_4 \times 4H_2O$ [8]. На образцах с контактами измеряли не только удельное электросопротивление в постоянном электрическом поле $\rho_{\rightarrow}$, но и частотные зависимости диэлектрических постоянных. В первом случае использовали начальный линейный участок вольт-амперной характеристики (ВАХ) структуры металл-полупроводник-металл. Частотные зависимости ε' и ε'' образцов измеряли в интервале частот $10^1 \ldots 10^5$ Гц с помощью прецизионного моста переменного тока *LCR*–819 (фирма *Instec*, Тайвань). При этом был реализован емкостной метод измерения диэлектрических постоянных для фиксированных частот. Этот прибор использовали также для бесконтактного измерения $\rho_{\sim}$. В последнем случае большие грани образца были снабжены тонкими электроизолирующими прокладками в виде слоев цапон-лака (рис. 1, а). При частотах электрического поля 12, 100, 500 и 10^3 Гц измеряли электроемкость и тангенс угла диэлектрических потерь плоского конденсатора, в котором роль диэлектрика выполнял образец с прокладками. При всех измерениях в переменном электрическом поле амплитуда напряжения на образце составляла 1 В. Опыты проводили в нормальных условиях. Особую группу составили образцы с повышенным, по сравнению с известным (10,5…11,0 [4]), значением ДП.

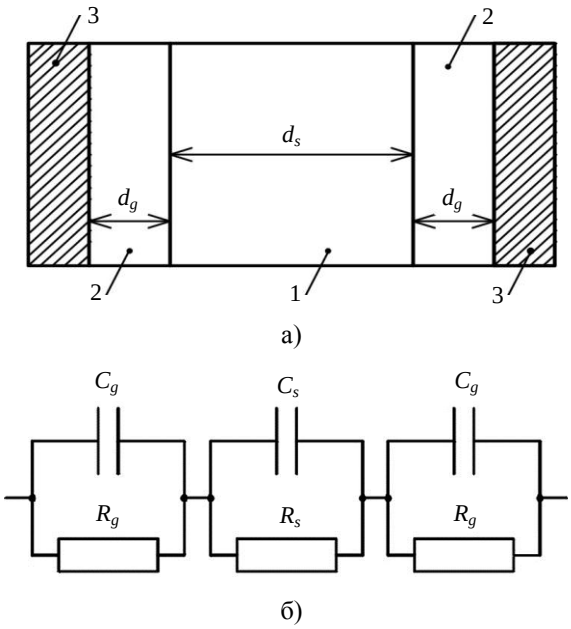

Рис. 1. Размещение образца 1, электроизолирующих прокладок 2 и электродов 3 в плоском конденсаторе (а) и его эквивалентная электрическая схема (б)

Авторы работы [4] предполагали, что электроемкость изолирующих прокладок C_g существенно превышает тот же параметр образца C_s. Благодаря этому можно пренебречь вкладом емкостного сопротивления прокладок переменному току в полное сопротивление системы обкладки-образец. В результате упрощается выражение, связывающее $\mathrm{tg}\delta$ указанной системы с $\rho_{\sim}$ образца. Вместе с тем для твердых растворов полупроводников, как отмечалось выше, характерна ДР, которая обусловливает существенную дисперсию ε' в низкочастотной области. Далее будет показано, что именно такая особенность диэлектрического отклика присуща исследованным нами кристаллам. Поэтому некорректно пренебрегать вкладом реактивного сопротивления прокладок в полное сопротивление указанной системы. Также важно, что их активное сопротивление может быть сопоставимым с таким же параметром образца. Соответствующая этим предположениям методика измерения $\rho_{\sim}$ и ε' образца изложена в приложении 1.

Известно [3, 9], что коэффициент диэлектрических потерь реальных кристаллов зависит не

только от электропроводности с участием свободных носителей, но и от ДР. Существенно, что последняя, как правило, характеризуется распределением ралаксаторов по частоте. Соответствующая функция распределения $Y(\tau)$ (τ – время релаксации, равное ω^{-1}) связана с частотными зависимостями ε' и ε'' соотношениями [10]

$$\int_0^\infty \frac{Y(\tau)d\tau}{1+(\omega\tau)^2} = \frac{\varepsilon'(\omega)-\varepsilon'_\infty}{\varepsilon'_0-\varepsilon'_\infty}; \qquad (2)$$

$$\int_0^\infty \frac{Y(\tau)\omega\tau d\tau}{1+(\omega\tau)^2} = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'_0-\varepsilon'_\infty}, \qquad (3)$$

где ε'_0 – низкочастотная (в предельном случае – статическая) ДП; ε'_∞ – высокочастотная (оптическая) ДП кристалла. Поскольку ε' может быть измерена с гораздо бóльшей точностью, чем ε'', то ранее [11, 12] для нахождения функции $Y(\tau)$ тем или иным численным методом использовали именно соотношение (2). То же соотношение применялось для нахождения функции $Y(\tau)$ и в наших исследованиях (см. приложение, разд. 2). Важно отметить, что с помощью этой функции можно, в соответствии с (3), вычислить составляющую коэффициента диэлектрических потерь, определяемую ДР. Такой способ учета влияния ДР на коэффициент ε'' использовался в настоящей работе.

2. Результаты и их анализ. Вклад в коэффициент диэлектрических потерь электропроводности, определяемой свободными носителями заряда, находится в обратной зависимости от частоты переменного электрического поля (см. (1)). Поэтому одним из условий достижения наибольшей точности бесконтактного измерения удельного электросопротивления кристалла является проведение опыта при как можно меньшей частоте электрического поля. Вместе с тем выбор этого параметра, очевидно, зависит также от технических характеристик используемого в экспериментах прибора и свойств конкретного образца.

Существенная особенность применявшегося в наших опытах прибора *LCR*–819: измеренная с его помощью электроемкость конденсатора C должна определенным образом соотноситься с частотой электрического поля. Причем для измерений в низкочастотной области необходимо, чтобы C была достаточно большой.

При частоте электрического поля 12 Гц электроемкость исследованных нами образцов с электродами не превышала 100 пФ. Возможно, поэтому, начиная с указанной частоты и до частот 80…90 Гц, наблюдался разброс C и tgδ образцов. Учитывая это, бесконтактное измерение их удельного электросопротивления выполняли при частоте переменного электрического поля 100 Гц. Точность такого измерения по нашим оценкам составляет ~10 %. Полученные в результате опытов значения $\rho_\sim$, а также диэлектрических постоянных кристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$ с повышенной поляризуемостью приведены в таблице.

Электрофизические параметры образцов $Cd_{1-x}Zn_xTe$, измеренные при частоте электрического поля 100 Гц

Параметры	Номера образцов						
	1	2	3	4	5	6	7
$\rho_\sim$, Ом · см	$8{,}6 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^9$	$8{,}7 \cdot 10^{10}$	$3{,}3 \cdot 10^9$	$4{,}3 \cdot 10^9$	$2{,}8 \cdot 10^9$	$9{,}7 \cdot 10^9$
ε'	10,9	18,3	24,9	29,6	56,9	58,1	63,3
ε''	18	39	2	49	16	36	12

Заметим, что различие как мнимой, так и действительных частей ДП, измеренных бесконтактно и с использованием электрических контактов, такое же по порядку величины, как приведенная выше точность бесконтактного измерения удельного электросопротивления образцов. Из таблицы видно, что у большинства образцов ДП значительно превышает указанное выше известное значение. Сопоставление ДП с усредненным по объему образца содержанием цинка ($x = 0{,}10…0{,}18$) не выявило корреляции между этими величинами. Поэтому природа указанной аномалии диэлектрических свойств кристаллов типа $Cd_{1-x}Zn_xTe$, по мнению авторов, является предметом отдельного исследования. Подчеркнем также отсутствие корреляции ε' с коэффициентом диэлектрических потерь и удельным электросопротивлением $\rho_\sim$. Сравнение результатов измерения данной величины с удельным электросопротивлением постоянному току $\rho_\rightarrow$ показало, что для всех исследованных образцов отношение $\rho_\rightarrow/\rho_\sim$ превышает единицу. Причем это отношение обнаруживает тенденцию к увеличению при переходе к образцу с бóльшей ДП (рис. 2, кривая 1). Заметим, что кривая 1 получена при исключении вклада ДР в результат измерений, которому соответствует кривая 1.

Одной из причин превышения $\rho_\rightarrow$ над $\rho_\sim$ и указанной тенденции для их отношения может служить наличие вклада в коэффициент ε'', обусловленного ДР.

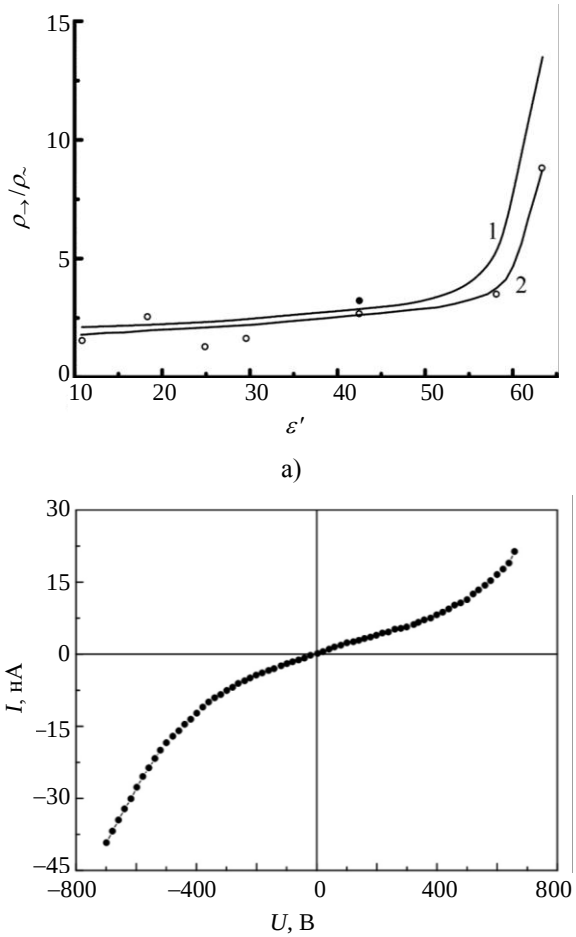

Рис. 2. Электрофизические параметры кристаллов CdZnTe: а) – отношение величин удельного сопротивления $\rho_{\rightarrow}/\rho_{\sim}$ для кристаллов с различной относительной ДП при частоте 100 Гц; б) – типичная ВАХ образца

В пользу этого свидетельствует наблюдение на образцах с повышенной поляризуемостью дисперсии диэлектрических постоянных (рис. 3).

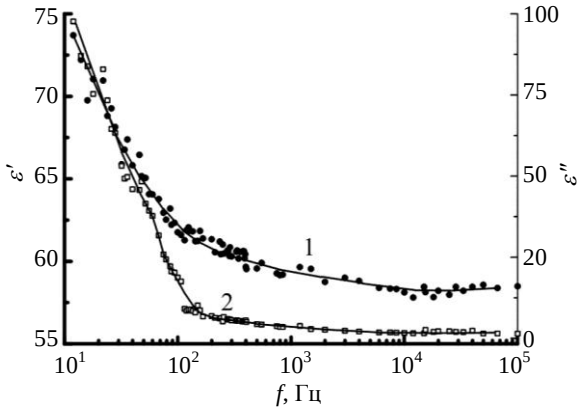

Рис. 3. Частотные зависимости относительной ДП (кривая 1) и коэффициента диэлектрических потерь (кривая 2), типичные для кристаллов CdZnTe с высокой поляризуемостью

Отметим размытый характер дисперсии, свидетельствующий о наличии распределения релаксаторов по частоте. Важно, что нижняя граница дисперсии лежит за пределами исследованного интервала частот.

Учитывая размытый характер дисперсии диэлектрических постоянных, вклад в коэффициент ε'', обусловленный диссипацией энергии электрического поля вследствие ДР, вычисляли по вышеуказанной методике. При этом предполагалось, что нижней границей области дисперсии является наименьшая частота переменного электрического поля в наших опытах. Полученная в результате функция распределения релаксаторов по частоте графически показана на рис. 4.

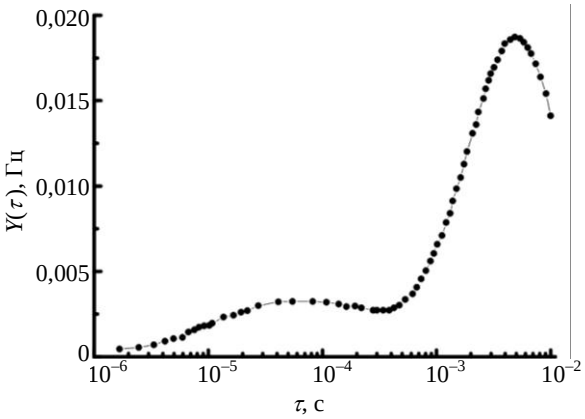

Рис. 4. Функция распределения релаксаторов по частоте, типичная для кристаллов CdZnTe с высокой поляризуемостью

Такая функция типична для кристаллов с повышенной поляризуемостью. Как видим, в распределении релаксаторов имеются два максимума в областях $7\cdot10^{-5}$ и $5\cdot10^{-3}$ с. Возможно, эти максимумы соответствуют релаксационным процессам, природа которых связана с отмечавшейся выше аномалией диэлектрических свойств исследованных кристаллов и также является предметом отдельного исследования.

Исключение вклада ДР в коэффициент диэлектрических потерь позволило нам уточнить значение удельного электросопротивления образца переменному току согласно формуле (1). Уточненное таким образом значение $\rho_{\sim}$ меньше отличается от $\rho_{\rightarrow}$, чем полученное изначально (ср. кривые 1 и 2 рис. 2, а). Заметим, что в соответствии с приведенными данными такое поведение исследованных величин в бóльшей мере обнаруживается у образцов с более высокой ε'. Принимая во внимание вышеуказанное отождест-вление нижней границы области дисперсии ДП с наименьшей частотой электрического поля в проведенных опытах, можно предположить, что одним из условий дальнейшего уменьшения отличия $\rho_{\sim}$ от $\rho_{\rightarrow}$ для исследованных кристаллов является выполнение измерений в более широкой области частот, включающей действительную нижнюю границу дис-

персии. Еще одной причиной различия $\rho_{\sim}$ и $\rho_{\rightarrow}$ в наших исследованиях, видимо, является наличие на гранях образцов, примыкающих к электродам, слоев с повышенным электросопротивлением, оказывающих определяющее влияние на результат измерения $\rho_{\rightarrow}$. В пользу этого свидетельствует асимметричный характер вольт-амперной характеристики (ВАХ) исследованных образцов с электрическими контактами (рис. 2, б) [13]. Заметим, что асимметрию ВАХ нельзя объяснить различием состава примыкающих к электродам областей кристаллов, поскольку согласно результатам наших исследований максимальная величина градиента содержания Zn в них не превышает 2 атомных % на сантиметр. В то же время толщина образца составляет лишь 2 мм.

Выводы. Таким образом, величины удельного электросопротивления твердых растворов полупроводников типа CdZnTe, измеренные в постоянном и переменном электрических полях, могут отличаться одна от другой. Одна из причин – диссипация энергии переменного электрического поля, связанная с ДР. Для оценки вклада ДР в коэффициент диэлектрических потерь и, соответственно, в удельное электросопротивление в переменном электрическом поле могут использоваться выражения, описывающие диэлектрический отклик кристалла при распределении релаксаторов по частоте. Другой способ учета различия величин удельного электросопротивления, измеренных в постоянном и переменном электрических полях, состоит в экспериментальном определении отношения этих величин в зависимости от ДП кристалла. Используя такую зависимость, а также полученные опытным путем ДП и удельное электросопротивление переменному току кристалла, можно определить его электросопротивление току постоянному.

Приложения

1. Методика бесконтактного измерения удельного электросопротивления кристалла. Характерной особенностью использованной нами методики совместного измерения относительной ДП ε_s' и удельного электросопротивления переменному току ρ_s образца является учет в эквивалентной электрической схеме измерительного конденсатора таких же величин для изолирующих прокладок, т. е. ε_g' и ρ_g. Последние величины, а также толщина образца d_s и прокладок d_g измеряются предварительно. При получении соотношений, связывающих электроемкость C_e и тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta_e$ измерительного конденсатора с перечисленными параметрами образца и прокладок, мы будем исходить из того, что в измерительном приборе реализована последовательная схема замещения конденсатора с потерями (см. рис. 1, б). В этом случае полное сопротивление образца с прокладками определяется выражением [14]

$$Z_c = Z_a - jZ_r, \tag{4}$$

в котором $j=\sqrt{-1}$; Z_a и Z_r – активная и реактивная составляющие сопротивления соответственно. Для этих составляющих справедливы соотношения:

$$Z_a = \frac{R_s}{1+(\omega C_s R_s)^2} + \frac{2R_g}{1+(\omega C_g R_g)^2},$$
$$Z_r = \omega\left(\frac{C_s R_s^2}{1+(\omega C_s R_s)^2} + \frac{2C_g R_g^2}{1+(\omega C_g R_g)^2}\right). \tag{5}$$

При этом тангенс угла диэлектрических потерь всей цепи $\mathrm{tg}\delta_e$ равен [15]

$$\mathrm{tg}\delta_e = \frac{Z_a}{Z_r} = \omega^{-1}\left[\frac{R_s}{1+(\omega C_s R_s)^2} + \frac{2R_g}{1+(\omega C_g R_g)^2}\right]\times \left[\frac{C_s R_s^2}{1+(\omega C_s R_s)^2} + \frac{2C_g R_g^2}{1+(\omega C_g R_g)^2}\right]^{-1}. \tag{6}$$

Эквивалентная электроемкость цепи C_e выражается через Z_r как

$$C_e = \omega^{-2}\times \left(\frac{C_s R_s^2}{1+(\omega C_s R_s)^2} + \frac{2C_g R_g^2}{1+(\omega C_g R_g)^2}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Воспользовавшись известными выражениями для сопротивления проводника и электроемкости плоского конденсатора

$$R = \rho\frac{d}{s},\ C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon' s}{d},$$

в которых d и s – толщина и площадь образца (прокладок) соответственно, из (5)–(7) получаем следующие соотношения для $\mathrm{tg}\delta_e$ и C_e:

$$\mathrm{tg}\delta_e = (\varepsilon_0\omega)^{-1}\times \left[\frac{\rho_s d_s}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_s'\omega\rho_s)^2} + \frac{2\rho_g d_g}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_g'\omega\rho_g)^2}\right]\times \left[\frac{\varepsilon_s'\rho_s^2 d_s}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_s'\omega\rho_s)^2} + \frac{2\varepsilon_g'\rho_g^2 d_g}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_g'\omega\rho_g)^2}\right]^{-1}; \tag{8}$$

$$C_e = \frac{s}{\varepsilon_0\omega^2}\times \left[\frac{\varepsilon_s'\rho_s^2 d_s}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_s'\omega\rho_s)^2} + \frac{2\varepsilon_g'\rho_g^2 d_g}{1+(\varepsilon_0\varepsilon_g'\omega\rho_g)^2}\right]^{-1}. \tag{9}$$

В выражениях (8) и (9) индексами g и s снабжены параметры прокладок и образца соответственно. Поскольку их площади одинаковы, то индекс в обозначении этого параметра отсутствует.

Окончательно удельное электросопротивление и относительная ДП образца выражаются из (8) и (9) как

$$\rho_s = \frac{1+\sqrt{1-4D\left[D(\varepsilon_0\omega\varepsilon_s')^2 + B\varepsilon_s'\right]}}{2\left[D(\varepsilon_0\omega\varepsilon_s')^2 + \mathrm{B}\varepsilon_s'\right]}; \quad (10)$$

$$\varepsilon_s' = \frac{\rho_s^2 d_s + \sqrt{\rho_s^4 d_s^2 - 4(A\varepsilon_0\omega\rho_s)^2}}{2A(\varepsilon_0\omega\rho_s)^2}. \quad (11)$$

Здесь $A = \dfrac{s}{\varepsilon_0\omega^2 C_e} - \dfrac{2\varepsilon_g' d_g \rho_g^2}{1+(\varepsilon_0\rho_g\omega\varepsilon_g')^2}$;

$$B = \varepsilon_0\omega\,\mathrm{tg}\delta_e;\ C = \frac{2\rho_g d_g}{1+(\varepsilon_0\rho_g\omega\varepsilon_g')^2};$$

$$D = \frac{C}{d_s}\left(B\varepsilon_g'\rho_g - 1\right).$$

Из выражений (10) и (11) видно, что ни одна из определяемых ими величин (т. е. ни ρ_s, ни ε_s') не может быть найдена без предварительного задания другой. Поэтому соответствующие вычисления включали итерационную процедуру, при которой, задавшись указанным выше известным значением ε_s', вначале вычисляли ρ_s согласно (10). Затем полученное значение ρ_s использовали для нахождения уточненной величины ε_s' в соответствии с (11). Вычисления прекращали при условии, что отличие каждого из указанных параметров от их значений в предыдущей итерации не превышало 0,5 %.

2. Методика определения функции распределения релаксаторов по частоте. При нахождении функции $Y(\tau)$ (далее Y) с использованием экспериментальных данных и соотношения (2) последнее заменяли системой линейных уравнений. В матричной форме эта система записывается как

$$\mathbf{T} = \mathbf{AM}\cdot\mathbf{Y}, \quad (12)$$

где

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{-\infty} \\ T_{-\infty+1} \\ \vdots \\ T_{\infty-1} \\ T_{\infty} \end{bmatrix},\ \mathbf{Y} = \begin{bmatrix} Y_{-\infty} \\ Y_{-\infty+1} \\ \vdots \\ Y_{\infty-1} \\ Y_{\infty} \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{AM} = \begin{bmatrix} A_{-\infty,-\infty}M_{-\infty,-\infty} & A_{-\infty,-\infty+1}M_{-\infty,-\infty+1} & \cdots & A_{-\infty,\infty-1}M_{-\infty,\infty-1} & A_{-\infty,\infty}M_{-\infty,\infty} \\ A_{-\infty+1,-\infty}\cdot M_{-\infty+1,-\infty} & A_{-\infty+1,-\infty+1}M_{-\infty+1,-\infty+1} & \cdots & A_{-\infty+1,\infty-1}M_{-\infty+1,\infty-1} & A_{-\infty+1,\infty}M_{-\infty+1,\infty} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{\infty-1,-\infty}M_{\infty-1,-\infty} & A_{\infty-1,-\infty+1}M_{\infty-1,-\infty+1} & \cdots & A_{\infty-1,\infty-1}M_{\infty-1,\infty-1} & A_{\infty-1,\infty}M_{\infty-1,\infty} \\ A_{\infty,-\infty}M_{\infty,-\infty} & A_{\infty,-\infty+1}M_{\infty,-\infty+1} & \cdots & A_{\infty,\infty-1}M_{\infty,\infty-1} & A_{\infty,\infty}M_{\infty,\infty} \end{bmatrix}.$$

Коэффициенты $A_{i,j}$ в выражении (12) определяются выбором квадратурной формулы, в качестве которой мы применяли формулу трапеций [16].

Подчеркнем, что в системе (12) учитывается вся область частот, в которой наблюдается дисперсия ε'. В то же время доступный для измерений частотный интервал $\omega_e \in (\omega_{\min};\omega_{\max})$, естественно, ограничен. Поэтому при переходе к использованному в опыте частотному интервалу и соответствующему ему интервалу времен релаксации ($\tau = \omega^{-1}$) $\tau_e \in (\tau_{\min};\tau_{\max})$ возникает проблема краевых условий, с которой связана корректность решения (12). В результате указанного перехода получаем

$$\mathbf{T}(\omega_i) = \left(\sum_{j=0}^{n} A_{i,j}\mathbf{M}(\omega_i,\tau_j)\mathbf{Y}(\tau_j)\right) + \mathbf{R}(\omega_i), \quad (13)$$

$$i = \overline{-\infty,\infty},$$

где $\mathbf{R}(\omega_i)$ соответствует сумме в правой части (12) за пределами частотного интервала $\omega_e \in (\omega_{\min};\omega_{\max})$, а оставшееся слагаемое – такой же сумме в пределах указанного интервала. Заметим, что выбор оптимального значения n обеспечивает достаточно малую величину $\mathbf{R}(\omega_i)$. Такой выбор возможен лишь с учетом погрешности измерения ε' и осуществляется с помощью итерационной процедуры. При этом для каждого значения n, начиная с малых, оценивается невязка системы $\sum_{i=0}^{n}\left[\dfrac{(\mathrm{T}(\omega_i)-\mathrm{T}^*(\omega_i))^2}{n}\right]$. $\mathrm{T}^*(\omega_i)$ получено численным интегрированием левой части (10) с использованием $Y(\tau)$ из предыдущей итерации, а $\mathbf{T}(\omega_i)$ – правая часть того же соотношения, найденная экспериментально), которая и есть $\mathbf{R}(\omega_i)$, согласно (13). Эта величина учитыва-

ется при последующей итерации в процессе решения системы (12). Условием прекращения итераций является совпадение в пределах погрешности измерения вычисленных значений $\varepsilon'(\omega_i)$ с найденными опытным путем. Используя определенное таким образом n, получаем для (13)

$$\mathbf{T}(\omega_i) = \left(\frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{n}\right) \times \\ \times \left[\mathbf{K}(Y_0, M_{i,0}) + \mathbf{K}(Y_n, M_{i,n}) + \sum_{j=0+1}^{n-1} \mathbf{Y}(\omega_j, \tau_j)\right], \quad (14)$$

где $\mathbf{K}(Y_i, M_{i,j}) = \dfrac{\mathbf{Y}(\tau_j)\mathbf{M}(\omega_j, \tau_j)}{n}$.

Заметим, что вследствие близости к нулю детерминанта полученной системы уравнений задача нахождения из нее функции $\mathrm{Y}(\tau)$ является плохо обусловленной по А. Н. Тихонову [17]. Поэтому для решения этой системы необходима ее регуляризация, что в итоге приводит к выражению для искомой функции

$$\mathbf{Y}(\tau_j) = \left(\mathbf{M}^T(\omega_i, \tau_j) \cdot \mathbf{M}(\omega_i, \tau_j) + \alpha \cdot \mathbf{E}\right)^{-1} \times \\ \times \mathbf{M}^T(\omega_i, \tau_j) \cdot \mathbf{T}(\omega_i), \quad (15)$$

в котором α – параметр регуляризации; $\mathbf{E}$ – единичная матрица; $\mathbf{M}^T(\omega_i, \tau_j)$ – матрица, полученная транспонированием матрицы $\mathbf{M}(\omega_i, \tau_j)$.

1. *Toney J. E.* Optimal bandgap variants of $Cd_{1-x}Zn_xTe$ for high-resolution *X*-ray and gamma-ray spectroscopy / J. E. Toney, T. E. Schlesinger, R. B. James // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. – 1999. – 428, iss. 1. – P. 14–24.
2. *Ковтонюк Н. Ф.* Измерение параметров полупроводниковых материалов / Н. Ф. Ковтонюк, Ю. А. Концевой. – М.: Металлургия, 1970. – 428 с.
3. *Поплавко Ю. М.* Физика диэлектриков / Ю. М. Поплавко. – К.: Вища школа, 1980. – 400 с.
4. *Antonis P.* Measuring the bulk resistivity of CdZnTe single crystal detectors using a contactless alternating electric field method / P. Antonis, E. J. Morton, T. Menezes // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. – 1996. – 380, iss. 1–2. – P. 157–159.
5. *Диэлектрические* свойства полупроводниковых соединений $Cd_{1-x}Fe_xTe$ / П. В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк и др. // Физика и техника полупроводников. – 1999. – 33, вып. 3. – С. 270–272.
6. *Диэлектрические* свойства соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ / П. В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк и др. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – 34, вып. 10. – С. 1174–1177.
7. *Диэлектрические* свойства кристаллов $Cd_xZn_{1-x}Te$, выращенных из расплава / В. К. Комарь, В. П. Мигаль, Д. П. Наливайко, О. Н. Чугай // Неорганические материалы. – 2001. – 37, № 5. – С. 1–4.
8. *Electrical* properties of contacts on *P*-type $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$ crystal surfaces / Linjun Wang, Wenbin Sang, Weimin Shi et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. – 2000. – 448, iss. 3. – P. 581–585.
9. *Диэлектрическая* релаксация, связанная с глубокими уровнями в высокоомных полупроводниках / В. И. Митрохин, С. И. Рембеза, В. В. Свиридов, Н. П. Ярославцев // Физика и техника полупроводников. – 1986. – 20, вып. 12. – С. 2230–2233.
10. *Фрёлих Г.* Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери / Г. Фрёлих; пер. с англ. под ред. Г. И. Сканави. – М.: Изд-во иностранной лит., 1960. – 251 с.
11. *Лигачев В. А.* Новый метод расчета спектров времен релаксации и его применение для исследования α-Si:H / В. А. Лигачев, В. А. Филиков // Физика и техника полупроводников. – 1991. – 33, вып. 11. – С. 3292–3301.
12. *Лещенко М. А.* Анализ размытых диэлектрических спектров / М. А. Лещенко, Ю. М. Поплавко // Укр. физ. журн. – 1992. – 37, № 6. – С. 898–904.
13. *Cadmium* zinc telluride and its use as nuclear radiation detector material / T. E. Schlesinger, J. E. Toney, H. Yoon et al. // Materials Science and Engineering: R. – 2001. –32, iss. 4–5. – P. 103–189.
14. *Основы* теории цепей: учеб. для вузов / Г. В. Зевеке, П. А. Ионкин, А. В. Нетушил, С. В. Страхов. – М.: Энергия, 1975. – 752 с.
15. *Орешкин П. Т.* Физика полупроводников и диэлектриков / П. Т. Орешкин. – М.: Высш. школа, 1977. – 448 с.
16. *Выгодский М. Я.* Справочник по высшей математике / М. Я. Выгодский. – М.: Наука, 1969. – 870 с.
17. *Иванов В. В.* Методы вычислений на ЭВМ: справочное пособие / В. В. Иванов. – К.: Наук. думка, 1986. – 584 с.

S. L. Abashin, V. K. Komar, D. P. Nalyvaiko, S. V. Oleynick, V. M. Puzikov, M. A. Rom, S. V. Sulima, O. N. Chugai

INFLUENCE OF DIELECTRIC RELAXATION ON THE RESULTS OF CONTACTLESS RESISTIVITY MEASUREMENT OF SEMIINSULATING CdZnTe CRYSTALS

The difference in values of electric resistivity ρ measured in both stationary and alternating electric fields was established for $Cd_{1-x}Zn_xTe$ crystals (x = 0,12…0,16). It was shown that this difference is related to energy dissipation of alternating electric field caused by dielectric relaxation (DR). To evaluate the contribution of DR in ρ, it was proposed to employ a relaxation oscillator frequency distribution function, which can be found from the frequency dependence of crystal permittivity.

Key words: electric resistivity, dissipation, dielectric relaxation.

С. Л. Абашин, В. К. Комарь, Д. П. Наливайко, С. В. Олійник, В. М. Пузиков, М. А. Ром, С. В. Сулима, О. М. Чугай

ВПЛИВ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ РЕЛАКСАЦІЇ НА РЕЗУЛЬТАТИ БЕЗКОНТАКТНОГО ВИМІРЮВАННЯ ПИТОМОГО ЕЛЕКТРООПОРУ ВИСОКООМНИХ КРИСТАЛІВ CdZnTe

Встановлено відмінність величин питомого електроопору ρ кристалів $Cd_{1-x}Zn_xTe$ (x = 0,12…0,16), виміряних в постійному та змінному електричних полях. Показано, що ця відмінність пов'язана з дисипацією енергії змінного електричного поля, яка обумовлена діелектричною релаксацією. Для оцінки внеску діелектричної релаксації в ρ запропоновано використовувати функцію розподілу релаксаторів за частотою, яку може бути отримано з частотної залежності діелектричної проникності кристала.

Ключові слова: питомий електроопір, дисипація, діелектрична релаксація.

Рукопись поступила 18.12.09 г.