

Компенсация доноров в обедненном слое кристаллов CdF₂ с барьером Шоттки

© А.С. Щеулин, А.К. Купчиков, А.Е. Ангервакс, А.И. Рыскин[†]

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научный центр „Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова“, 199034 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 апреля 2003 г. Принята к печати 21 апреля 2003 г.)

Исследованы радиочастотный отклик, вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики полупроводниковых кристаллов *n*-типа CdF₂:In, CdF₂:Ga и CdF₂:Y с барьером Шоттки. Особенности указанных характеристик объяснены на основе предположения о транспорте заряда из металла в обедненный слой, обусловленном образованием в приконтактной области возбуждений Cd⁰ за счет поставляемых металлом (Au) пар электронов. Эти возбуждения осуществляют компенсацию доноров в слое объемного заряда толщиной порядка микрометра, прилегающего к контакту.

1. Введение

Измерение импеданса барьера Шоттки широко применяется для изучения электронных состояний в полупроводниках, в частности для определения концентрации электрически активных примесей. Одним из методов, используемых для этой цели, является измерение зависимости емкости барьера Шоттки *C* от напряжения обратного смещения *V*. Для примеси, однородно распределенной в образце и образующей дискретный донорный уровень, величина *C*⁻² является линейной функцией *V*:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V + V_k)}{\varepsilon\varepsilon_0eN_dS^2}, \quad (1)$$

где *V_k* — высота барьера, $\varepsilon\varepsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость кристалла, *e* — заряд электрона, *N_d* — концентрация ионизованных доноров, определяющая плотность объемного заряда, *S* — площадь контакта металл–полупроводник. Если измерение емкости производится путем приложения к кристаллу малого переменного напряжения, то частота этого напряжения должна быть достаточно мала для того, чтобы процесс измерения не нарушал бы равновесного заселения донорных уровней на границе (обедненный слой)–объем.

При наличии нескольких донорных уровней с различными энергиями связи зависимость $C^{-2} = f(V)$ состоит из ряда прямолинейных участков, наклон которых уменьшается при увеличении напряжения смещения, что обусловлено пересечением уровня Ферми со все более глубокими уровнями примесей. Для случая дискретных уровней с энергией $E_j > E_F$, $j = 1 \dots m$ (E_F — энергия уровня Ферми) и концентрацией соответствующих центров *N_j* формула (1) заменяется следующей [1]:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V + V_k)}{\varepsilon\varepsilon_0e\left(\sum_{j=1}^m N_j\right)S^2} + \text{const}(V). \quad (2)$$

Уровни *N_j* нумеруются в порядке возрастания энергии их связи. Чем больше энергии связи уровня, тем ближе к контакту расположена координата пересечения уровня с уровнем Ферми, *x_j*. Поскольку скорость термоэмиссии с доноров, определяющая время установления их равновесного заселения, зависит от энергии связи, измеряемая модуляционным методом емкость зависит от частоты. Для определения полной концентрации имеющихся в кристалле доноров частота модулированного напряжения должна быть достаточно мала для того, чтобы скорость термоэмиссии с наиболее глубоких доноров обеспечивала бы их равновесное заселение на границе слоя, ограниченного координатами $x = 0$ (контакт) и x_m .

В случае неоднородного легирования полупроводника для определения профиля распределения концентрации, *N_d(x)*, используется дифференциальная форма зависимости емкости от обратного смещения [2]:

$$N_d(x) = \frac{C^3}{S^2e\varepsilon\varepsilon_0\left(\frac{dC(x)}{dV}\right)}. \quad (3)$$

В данной работе исследованы температурные зависимости радиочастотного отклика, вольт-фарадные и вольт-амперные (ВАХ) характеристики полупроводниковых кристаллов фторида кадмия с барьером Шоттки. Показано, что для этих кристаллов в обедненном слое действует механизм компенсации, обусловленный наличием в нем возбуждений, обеспечивающих транспорт заряда из металла в обедненный слой.

2. Электронные свойства полупроводникового CdF₂

Фторид кадмия — высоко-ионный диэлектрик с шириной запрещенной зоны 7.8 эВ. Ионы фтора расположены в узлах простой кубической решетки. Ионы кадмия занимают половину центральных позиций фторных кубов, чередующихся с „незаполненными“ кубами (междоузлия катионной подрешетки). Путем легирования донорными

[†] E-mail: alex@ryskin.spb.su
Fax: (812) 3283720

примесями и последующей прокалки в восстановительной атмосфере в кристалл вводятся свободные или слабо связанные электроны, при этом он становится полупроводником n -типа. Примеси подгруппы III столбца Периодической системы элементов (по современной химической терминологии — редкоземельные элементы) образуют в кристалле водородоподобные донорные состояния с энергией связи ~ 0.1 эВ. Относящиеся к основной подгруппе III столбца индий и галлий создают в CdF_2 бистабильные центры [3,4]. Эти центры идентичны DX -центрам в полупроводниках $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$: кроме мелких донорных состояний, они образуют также глубокие двухэлектронные DX -состояния [5,6] (о различии между двумя группами донорных примесей см. работу [7]). Образование этих состояний сопровождается большой релаксацией решетки, приводящей к возникновению потенциального барьера между глубоким и мелким состояниями центра; благодаря этому барьеру мелкое состояние имеет метастабильный характер. Микроскопическая природа DX -состояния в CdF_2 была определена Парком и Чади; их расчеты показывают, что ион примеси сдвигается по оси 4-го порядка в направлении соседнего междоузлия примерно на $3/4$ длины ребра фторного куба [8]. Согласно [8], энергия глубокого уровня In составляет 0.25 эВ; для Ga эта величина равна 0.70 эВ. Кристалл компенсирован — практически равное количество ионов In или Ga находятся в „глубоком“, In^+ или Ga^+ , и ионизованном, In^{3+} или Ga^{3+} , состояниях. Концентрация трехвалентных примесных ионов превышает концентрацию одновалентных ионов за счет присутствия в кристалле определенного количества междоузельных ионов F^- (см., например, [9]). При низкой температуре большинство примесных центров находятся в глубоком состоянии, и проводимость кристалла мала.

С обоими состояниями бистабильного центра связаны интенсивные фотоионизационные полосы поглощения. Для мелких донорных центров это длинноволновая полоса, охватывающая инфракрасную (ИК) область спектра вплоть до ~ 10 мкм. „Хвост“ этой полосы простирается в видимую область спектра, ее форма хорошо описывается водородоподобной моделью примеси [10,11]. Глубокое состояние ответственно за полосу, занимающую ультрафиолетовую область от границы собственного поглощения CdF_2 (~ 160 мкм) и заметную часть видимой области спектра (см. рис. 1 в работе [12]). Фотовозбуждение кристалла, находящегося при низкой температуре, в этой последней полосе преобразует глубокие центры в мелкие, $(In^{3+} + e_H)$ или $(Ga^{3+} + e_H)$ (здесь e_H обозначает электрон, связанный на водородоподобной орбитали около примеси). Из-за наличия барьера фотоиндуцированное мелкое состояние при достаточно низкой температуре может сохраняться неограниченно долгое время. С повышением температуры — для In выше ~ 40 К, для Ga выше ~ 200 К — оно распадается, при этом два мелких центра образуют один глубокий и один ионизованный („пустой“) центр [5]. Оценки энер-

гии глубоких уровней, полученные из анализа кинетики процесса термораспада мелких центров, согласуются с приведенными выше теоретическими значениями [12,13].

В спектре поглощения кристаллов с редкоземельными примесями представлена только ИК полоса. Эти кристаллы практически прозрачны в большей части видимой области спектра, за исключением ее длинноволновой части.

3. Образцы и методика эксперимента

Образцы CdF_2 , легированные In, Ga, Y, были выращены в графитовых тиглях по модифицированной методике Стокбаргера–Бриджмена. Донорные центры в выращенных кристаллах создавались с помощью их прогрева в парах Cd (аддитивное окрашивание). В результате этой процедуры междоузельные ионы фтора, компенсирующие заряд трехвалентных примесей, замещаются электронами, локализующимися на легирующих примесях или в зоне проводимости. Концентрация электронов (n), вошедших в кристалл при окрашивании, оценивалась по поглощению мелких донорных центров в ИК области спектра в условиях, когда практически все электроны локализованы на этих центрах [10,11]. Для In и Ga использовались также другие способы определения концентрации, дававшие близкие ее значения (см. [9,14]). Для исследования характеристик обедненного слоя были выбраны сравнительно высокоомные кристаллы. Концентрация электронов n , равная концентрации донорных центров, в изучавшихся образцах $CdF_2:In$, $CdF_2:Ga$ и $CdF_2:Y$ составляла соответственно $4.5 \cdot 10^{18}$, $3 \cdot 10^{17}$ и $1.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Исследованные образцы имели форму пластин толщиной 1–3 мм с полированными широкими гранями. Для формирования барьера Шоттки использовались золотые электроды (работа выхода Au равна ~ 5 эВ, работа выхода $CdF_2 \sim 4$ эВ [15]). Перед напылением Au-электродов образцы протравливали в HCl. На противоположную грань наносились омические индиевые контакты. При нанесении контактов обоих типов кристаллы прогревались при умеренной температуре, не приводившей к их обесцвечиванию (что наблюдается при прогреве в вакууме или на воздухе при температурах $> 250^\circ C$). Таким образом, концентрацию электрически активных примесей в объеме и на поверхности образцов с хорошей степенью точности можно было считать постоянной.

Диэлектрические измерения производились с помощью универсального моста методом замещения образца имитатором в диапазоне частот 10– 10^6 Гц. Напряжение смещения подавалось на кристалл с помощью включения в диагональ моста источника постоянного напряжения. Кристалл в электрометрической ячейке устанавливали в криостате типа УТРЕКС, температура в котором регулировалась в пределах $T = 64–320$ К. ВАХ исследованных образцов в зависимости от знака приложенного напряжения имели асимметричный вид (рис. 1),

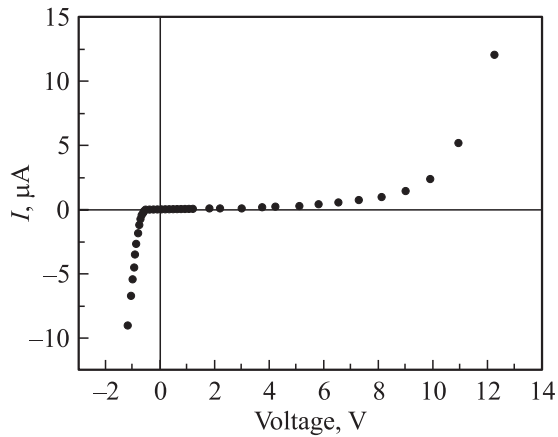


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика кристалла $\text{CdF}_2:\text{In}$ ($n = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки. $T = 150 \text{ К}$. Положительные значения напряжения и тока соответствуют обратному смещению барьера.

что свидетельствовало о формировании на Au-контакте барьера Шоттки. Высота барьера Шоттки при комнатной температуре оценивается как $\sim 1.5 \text{ В}$ [16–18]. Сопротивление исследованных образцов в области обратных и малых прямых напряжений определяется этим барьером.

4. Вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики кристаллов CdF_2 с барьером Шоттки

Для выбора частоты, на которой должна быть исследована вольт-фарадная характеристика, были измерены температурно-частотные зависимости импеданса кристаллов $\text{CdF}_2:\text{In}$, $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ и $\text{CdF}_2:\text{Y}$ с контактами, описанными в предыдущем разделе. В качестве примера на рис. 2 приведен радиочастотный отклик кристалла $\text{CdF}_2:\text{Y}$, в котором можно выделить две частотные особенности — две ступеньки емкости (рис. 2, *a*) и соответствующие им максимумы тангенса угла потерь¹ (рис. 2, *b*). При повышении температуры эти особенности смещаются в область более высоких частот. Подобный вид отклика традиционно интерпретируется как следствие наличия двух донорных уровней с различными энергиями связи [19]. Эта интерпретация не согласуется с тем, что в кристалле $\text{CdF}_2:\text{Y}$ имеется только водородоподобный донорный уровень. Сходный вид имеют частотные зависимости импеданса для кристаллов с *DX*-центрами ($\text{CdF}_2:\text{In}$, $\text{CdF}_2:\text{Ga}$); в их спектрах также могут быть выделены две, а при некоторых температурах даже три особенности. В работах [9,20] показано, что высокочастотная особенность в кристалле $\text{CdF}_2:\text{In}$ связана с границей ⟨обедненный слой⟩–объем и соответствует пересечению уровня Ферми уровнем мелких центров. По-видимому, такую же природу имеет

¹ Геометрическая емкость образца имеет величину порядка пикофарады.

высокочастотная особенность в кристаллах $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ и $\text{CdF}_2:\text{Y}$. В нашей работе мы не ставили перед собой задачи идентификации всех особенностей спектральной зависимости импеданса исследованных кристаллов, но концентрировали внимание на низкочастотной особенности, поскольку она характеризует область обедненного слоя, в которой имеет место максимальная ионизация доноров (см. Введение).

Измерение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) производилось на частоте ν , соответствующей низкочастот-

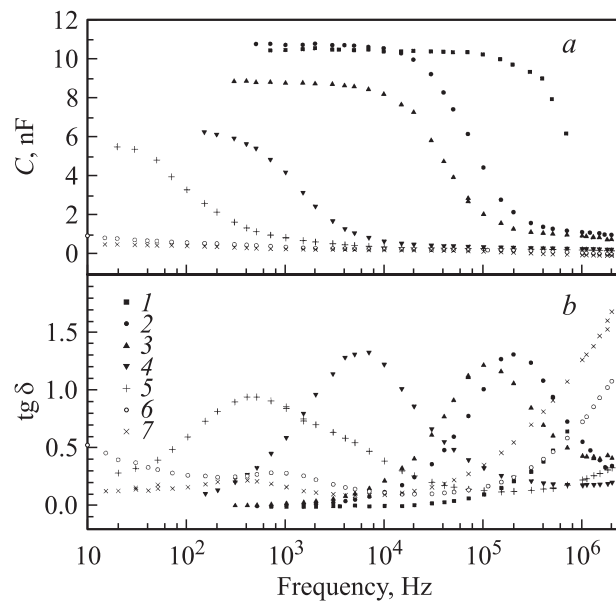


Рис. 2. Радиочастотный отклик кристалла $\text{CdF}_2:\text{Y}$ ($n = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки при температурах T , К: 1 — 297, 2 — 241, 3 — 201, 4 — 120, 5 — 100, 6 — 76, 7 — 63. *a* — емкость, *b* — тангенс угла потерь.

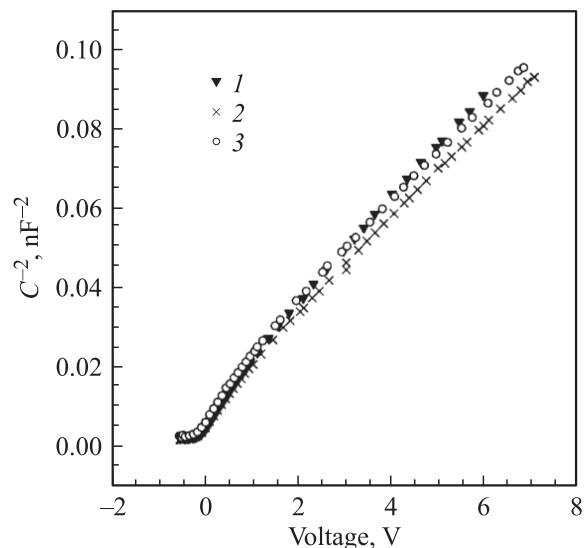


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики кристалла $\text{CdF}_2:\text{In}$ ($n = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки ($\nu = 1 \text{ кГц}$) при температурах T , К: 1 — 246, 2 — 220, 3 — 196.

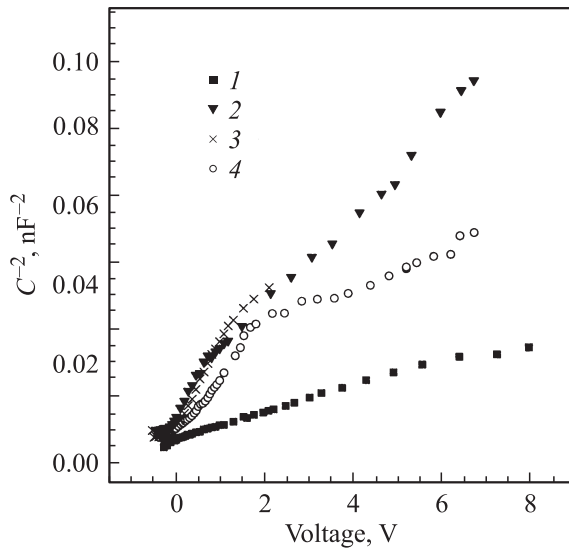


Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики кристалла CdF₂:Ga ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки ($\nu = 60 \text{ Гц}$) при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 248, 3 — 222, 4 — 210.

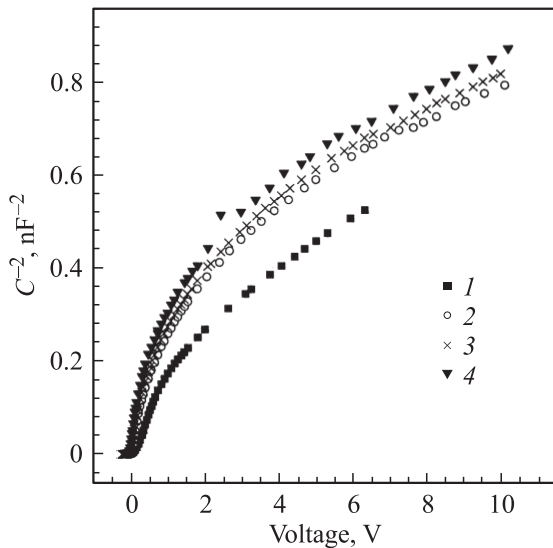


Рис. 5. Вольт-фарадные характеристики кристалла CdF₂:Y ($n = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки ($\nu = 500 \text{ Гц}$) при температурах T , К: 1 — 245, 2 — 200, 3 — 160, 4 — 121.

ной ступеньке в зависимости $C(\nu)$. Зависимости $C^{-2}(V)$ для всех исследованных образцов имеют S-образный вид, свидетельствующий о неоднородности области пространственного заряда (рис. 3–5); наиболее выражен такой характер для кристалла CdF₂:Y (рис. 5). С известной долей условности, эти зависимости можно разбить на 3 участка с различными наклонами dC^{-2}/dV ; участок 1 соответствует области малых прямых смещений 0.1–0.5 В, участок 2 — области малых обратных смещений ($< 1 \text{ В}$), участок 3 — области больших обратных смещений ($> 2 \text{ В}$). В табл. 1 для всех исследованных кристаллов приведены значения концентраций N_d ,

соответствующих этим трем участкам при $T \approx 200 \text{ К}$. Максимальные значения N_d имеют место для участков 1, минимальные — для участков 2. Все эти значения на 1–3 порядка величины меньше „оптических“ (объемных) концентраций электронов в соответствующих образцах, n (см. разд. 3). Значения N_d , определенные по вольт-фарадной зависимости во всех случаях слабо зависят от температуры, обнаруживая незначительный рост при температурах, приближающихся к комнатной; заметим, что для ситуаций, описываемых формулами (1) и (2), концентрация N_d вообще не должна зависеть от температуры.

В табл. 2 приведены характерные значения толщин w , полученные с использованием выражения (1) для нескольких значений напряжения смещения. Толщины w имеют величины от десятых долей микрона до единиц микрон, из чего следует, что поверхностные состояния не могут быть привлечены для объяснения особенностей отклика и вольт-фарадных характеристик в исследуемом диапазоне частот.

Учитывая расхождение в концентрациях донорных центров в объеме (n) и в обедненном слое (N_d), есте-

Таблица 1. Концентрации доноров, определенные по вольт-фарадной характеристике и по оптическим свойствам кристалла, характеризующие обедненный слой (N_d) и объем кристалла (n)

Кристалл, условия измерений ВФХ	N_d , см^{-3}	n , см^{-3}
CdF ₂ :In ($\nu = 1 \text{ кГц}$, $T = 195 \text{ К}$)	$5.70 \cdot 10^{16}$ (участок 1)	$4.5 \cdot 10^{18}$
	$0.63 \cdot 10^{16}$ (участок 2)	
	$0.98 \cdot 10^{16}$ (участок 3)	
CdF ₂ :Ga ($\nu = 60 \text{ Гц}$, $T = 210 \text{ К}$)	$9.0 \cdot 10^{16}$ (участок 1)	$3.0 \cdot 10^{17}$
	$1.3 \cdot 10^{16}$ (участок 2)	
	$2.7 \cdot 10^{16}$ (участок 3)	
CdF ₂ :Y ($\nu = 500 \text{ Гц}$, $T = 200 \text{ К}$)	$9.70 \cdot 10^{14}$ (участок 1)	$1.5 \cdot 10^{17}$
	$0.41 \cdot 10^{14}$ (участок 2)	
	$3.80 \cdot 10^{14}$ (участок 3)	

Примечание. Во второй колонке указаны участки ВФХ, по которым определялась величина N_d . При расчете N_d по формуле (3) использовалось значение $\epsilon = 8$.

Таблица 2. Толщина участка обедненного слоя (w), ответственного за низкочастотную емкость, при различных напряжениях обратного смещения V

Кристалл, условия измерений ВФХ	w , мкм
CdF ₂ :In ($\nu = 1 \text{ кГц}$, $T = 195 \text{ К}$)	0.21 ($V = 0$)
	0.68 ($V = 4 \text{ В}$)
	0.84 ($V = 7 \text{ В}$)
CdF ₂ :Ga ($\nu = 60 \text{ Гц}$, $T = 210 \text{ К}$)	0.18 ($V = 0$)
	0.40 ($V = 4 \text{ В}$)
	0.54 ($V = 7 \text{ В}$)
CdF ₂ :Y ($\nu = 500 \text{ Гц}$, $T = 200 \text{ К}$)	0.90 ($V = 0$)
	5.43 ($V = 4 \text{ В}$)

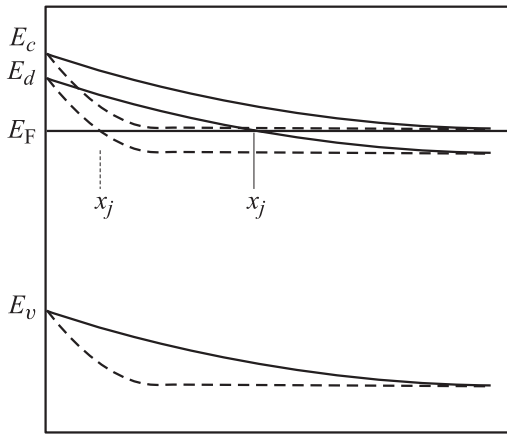


Рис. 6. Изгиб энергетических зон в области контакта металл-*n*-полупроводник для слабо (пунктир) и сильно (сплошная линия) компенсированных доноров. x_j — координата пересечения уровня Ферми (E_F) уровнем доноров (E_d).

ственно предположить, что в последнем имеет место компенсация этих центров, обусловленная переходом электронов из металла в полупроводник и приводящая к понижению эффективной концентрации ионизованных доноров в области объемного заряда. В этом случае две особенности в частотной зависимости отклика $\text{CdF}_2:\text{Y}$ могут быть связаны с опустошением мелких донорных центров (высокочастотная особенность) и с компенсацией, имеющей место в прилегающей к металлу области обедненного слоя (низкочастотная особенность). Компенсация доноров в этой области приводит к ее расширению, тем большому, чем выше степень компенсации (рис. 6).

Возможным механизмом компенсации в обедненном слое является образование в прилегающей к металлу области обедненного слоя двухэлектронных возбуждений Cd^0 ; их возникновение может быть стимулировано модификацией (разрывом) химических связей на границе «металл-полупроводник».

Будучи изоэлектронным глубокому центру In^+ , это возбуждение должно характеризоваться большой релаксацией решетки, характер которой идентичен релаксации в глубоком центре In (см. выше). Оно должно, следовательно, иметь коротковолновую полосу поглощения, обусловленную процессом его фотоионизации, сходную с полосой поглощения глубоких центров In^+ (см. рис. 1 в работе [12]). Отсутствие такой полосы в спектре поглощения кристалла $\text{CdF}_2:\text{Y}$ свидетельствует о том, что возбуждения Cd^0 не существуют в объеме этого полупроводника. Они возникают только в прилегающей к металлу части обедненного слоя.

При приложении малого прямого смещения внешнее поле вызывает отток электронов в металл и возрастание емкости за счет уменьшения толщины обедненного слоя, при этом поле барьера возрастает. При переходе к обратным смещениям наблюдается резкое падение тока через

кристалл и уменьшение емкости, связанное с увеличением толщины слоя. Электрическое поле барьера при этом стабилизируется на значениях 10^4 – 10^5 В/см. Под действием этого поля возбуждения Cd^0 , образующиеся на поверхности кристалла, переносят пары электронов от поверхности на значительную часть обедненного слоя.

Именно эти возбуждения ответственны за ток в обратной ветви ВАХ (рис. 1). Их чувствительность к коротковолновому излучению позволяет ожидать сильной зависимости ВАХ от освещения кристалла из-за возникновения фотоэдс, механизм формирования которой можно представить следующим образом. Свет, поглощаясь сильно релаксированным состоянием Cd^0 , возбуждает электроны в зону проводимости. Под действием поля барьера Шоттки эти электроны уходят в объем кристалла, а разрушенные светом возбуждения Cd^0 замещаются новыми, генерируемыми в атомных слоях полупроводника, находящихся в непосредственном контакте с металлом.

На рис. 7 показаны ВАХ кристалла $\text{CdF}_2:\text{Y}$ в темноте (а) и при облучении линией 436 нм ртутной лампы ДРШ-250 (b). В области прямых смещений $V > 0.3$ В темновая и световая характеристики практически совпадают. При $V \approx 0.2$ В приложенное напряжение смещения в освещенном образце компенсируется фотоэдс, и происходит резкое падение тока. При дальнейшем уменьшении прямого смещения и последующем переходе к обратным смещениям ток стабилизируется.

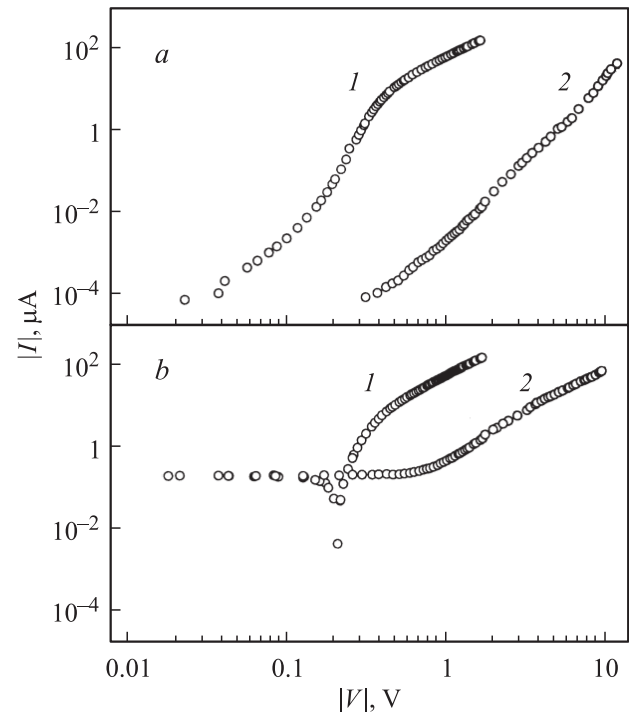


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики кристалла $\text{CdF}_2:\text{Y}$ ($n = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с барьером Шоттки, в темноте (a) и при освещении линией 436 нм ртутной лампы высокого давления (b). 1 — прямая ветвь, 2 — обратная ветвь. $T = 210 \text{ К}$.

В этой области напряжений он определяется фотоэдс, и все возбужденные светом электроны „выносятся“ из обедненного слоя в объем. На участке обратных смещений $|V| > 0.5$ В имеет место лавинное возрастание как темнового, так и фототока. Фототок возникает под действием света почти всего видимого диапазона, за исключением его длинноволновой части, и не генерируется при освещении излучением $\lambda > 1$ мкм, в то время как объем кристалла, в котором имеются мелкие донорные центры, чувствителен к такому излучению.

В принципе возможна и другая причина возникновения фотоэдс — внешний фотоэффект электронов из металла в полупроводник. Этому предположению противоречит, однако, характер релаксации фототока после выключения света: ток быстро падает, затем следует длительный интервал времени (до нескольких часов), в течение которого ток падает до своего темнового значения. Фотоэффект несовместим с таким последствием.

5. Заключение

Исследование диэлектрического отклика, вольт-фарадных и вольт-амперных зависимостей полупроводниковых кристаллов CdF_2 с барьером Шоттки обнаруживает ряд непонятных, на первый взгляд, особенностей. Характер диэлектрического отклика свидетельствует о наличии у обедненного слоя структуры, которой не должно было бы быть у полупроводника, имеющего один донорный уровень ($CdF_2:Y$). Концентрация ионизованных доноров, определенная по вольт-фарадным характеристикам на частоте, которая должна была бы обеспечить проявление всех донорных центров, оказывается на 1–3 порядка меньше концентрации доноров в объеме кристалла. При приложении обратного напряжения наблюдается проводимость, которая не может быть связана с неосновными носителями в кристалле CdF_2 , имеющем гигантскую ширину запрещенной зоны (7.8 эВ). Указанные особенности могут быть объяснены, если предположить, что в обедненном слое имеет место компенсация доноров за счет генерируемых золотым электродом пар электронов, которые, локализуясь на ионах Cd^{2+} , превращают их в возбуждения Cd^0 . Появление таких возбуждений, сопровождаемых значительной релаксацией решетки, по-видимому, обусловлено модификацией химических связей; электрическое поле барьера стимулирует их диффузию на глубину, определяемую их временем жизни. Таким образом, в обедненном слое имеются две области — прилегающая к контакту, в которой эти возбуждения образуются и осуществляют транспорт заряда, и более удаленная, в которой они отсутствуют, равно как и в объеме кристалла. Возбуждения Cd^0 обеспечивают проводимость кристалла при обратном смещении. Релаксация решетки, связанная с возбуждениями Cd^0 , аналогична релаксации изоэлектронного состояния In^+ (глубокое состояние In-центра). Присутствие этих возбуждений в обедненном

слое обуславливает его чувствительность к коротковолновому излучению, в том числе для кристалла $CdF_2:Y$, практически прозрачного для этого излучения. Разрушение возбуждений Cd^0 коротковолновым светом стимулирует процесс их образования на контакте и генерирует фотоэдс.

В обедненном слое кристаллов $CdF_2:In$ и $CdF_2:Ga$ компенсация, так же как и в объеме, осуществляется через глубокие (DX) центры, которые более стабильны, нежели возбуждения Cd^0 , но существование последних и в этом случае имеет принципиальное значение, поскольку через них осуществляется транспорт пар электронов из металла к примесным ионам.

В заключение отметим, что обедненный слой в исследованных кристаллах имеет достаточно сложную структуру, детальный анализ которой не являлся задачей данной работы. В ней изучена та область обедненного слоя, в которой должна была бы иметь место полная ионизация примесных ионов, но в которой, как показало настоящее исследование, действует механизм компенсации, ограничивающий электрическое поле в области барьера.

Мы признательны Л.С. Берману за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект № 2136).

Список литературы

- [1] I. Balberg. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2903 (1985).
- [2] П.Н. Брунков, А.А. Суворова, Н.А. Берг, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, С.Г. Конников, Л. Ивс, П.С. Майн. *ФТП*, **32**, 1229 (1998).
- [3] F. Nrautweiler, R. Moser, R.P. Khoshla. *J. Phys. Chem. Sol.*, **29**, 1869 (1968).
- [4] J.E. Dmochowski, W. Jantsch, D. Dobosz, J.M. Langer. *Acta Phys. Polon. A*, **73**, 27 (1988).
- [5] A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin, K. Swialek, J.M. Langer. *Phys. Lett.*, **A**, **222**, 107 (1996).
- [6] А.И. Рыскин, П.П. Федоров. *ФТТ*, **39**, 1050 (1996).
- [7] D.E. Onopko, A.I. Ryskin. *Phys. Rev. B*, **61**, 12 962 (2000).
- [8] C.H. Park, J.D. Chadi. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 113 (1999).
- [9] A.S. Shcheulin, A.K. Kupchikov, A.E. Angervaks, D.E. Onopko, A.I. Ryskin, A.I. Ritus, A.V. Pronin, A.A. Volkov, P. Lunkrheimer, A. Loidl. *Phys. Rev. B*, **623**, 205 207 (2001).
- [10] F. Moser, D. Matz, S. Lyu. *Phys. Rev.*, **182**, 808 (1969).
- [11] J.M. Kanger, T. Langer, G.L. Pearson, B. Krukowska-Fulde, U. Pickara. *Phys. St. Sol. (b)*, **66**, 537 (1974).
- [12] S.A. Kazanskii, A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, R.A. Linke, A.E. Angervaks. *Physica B*, **308–310**, 1035 (2001).
- [13] R.A. Linke, A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin, I.I. Buchinskaya, P.P. Fedorov, B.P. Sobolev. *Appl. Phys. B (Lasers and Optics)*, **72**, 677 (2001).
- [14] A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, E.V. Miloglyadov, R.A. Linke, I. Redmond, I.I. Buchinskaya, P.P. Fedorov, B.P. Sobolev. *J. Appl. Phys.*, **83**, 2215 (1998).

- [15] B.A. Orłowski, J.M. Langer. Acta Phys. Polon. A, **63**, 107 (1983).
- [16] R. Mach, E.U. Messerschmidt. Phys. St. Sol. (a), **42**, K187 (1977).
- [17] J. Garbarczyk, B. Krukowska-Fulde, T. Langer, J.M. Langer. J. Phys. D: Appl. Phys., **11**, L17 (1978).
- [18] A. Singh. Sol. St. Electron., **26**, 815 (1983).
- [19] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (М., Наука, 1981).
- [20] A.I. Ritus, A.V. Pronin, A.A. Volkov, P. Lunkenheimer, A. Loidl, A.S. Shcheulin, A.I. Ryskun. Phys. Rev. B, **65**, 165 209 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Compensation of donors in depletion layer of CdF₂ crystals with Schottky barriers

*A.S. Shcheulin, A.K. Kupchikov, A.E. Angervaks,
A.I. Ryskin*

Federal State Unitary Enterprise All-Russian
Scientific Center „S.I. Vavilov State Optical Institute“,
199034 St. Petersburg, Russia

Abstract Radio-frequency response, capacity-voltage, and current-voltage characteristics of semiconducting *n*-type crystals CdF₂:In, CdF₂:Ga, and CdF₂:Y with Schottky barriers are studied. Features of these characteristics are explained in terms of the charge transport from the metal into the depletion layer due to formation in the near-contact region Cd⁰ excitation because of electron couples supplied by the metal (Au). These excitations ensures the donor compensation in the ~ 1 μm depth space-charge region.