

Механизмы прохождения тока в контактах Au—CdTe с модифицированной поверхностью

© В.П. Махний, Н.В. Скрипник[†]

Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 18 августа 2010 г. Принята к печати 25 августа 2010 г.)

Исследованы обратные вольт-амперные характеристики поверхностно-барьерных диодов на основе *n*-CdTe с модифицированной поверхностью, полученной обработкой в водном растворе солей щелочных металлов. Установлено, что обратный ток при низких смещениях имеет туннельную природу, а при больших обусловлен лавинным умножением носителей в результате ударной ионизации.

1. Введение

Поверхностно-барьерные диоды (ПБД) на базе монокристаллического теллурида кадмия являются перспективными для создания детекторов, в основе работы которых лежит фотоэлектрический эффект [1]. Достаточно часто эти приборы эксплуатируются при обратных смещениях, что позволяет увеличить их бытродействие и коэффициент собирания фотоносителей. Однако при этом для каждого типа детекторов существует некое предельное напряжение V_1 , превышение которого влечет за собой увеличение обратного тока и уменьшение соотношения сигнал/шум. Поскольку в первом приближении величина V_1 определяется высотой потенциального барьера ϕ_0 ПБД, первоочередной задачей является поиск технологий повышения ϕ_0 .

Перспективной в данном плане оказалась дополнительная обработка (модификация) поверхности пластин теллурида кадмия, приводящая к существенному увеличению высоты потенциального барьера и фотоэдс [2]. В работе [3] детально рассмотрены механизмы, определяющие прямые ветви вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов на основе монокристаллических подложек *n*-CdTe, прошедших обработку в растворах солей щелочных металлов. Обратные ВАХ диодов на основе широкозонных полупроводников, как правило, намного сложнее и являются суперпозицией надбарьерного, генерационного, туннельного и лавинного механизмов [4]. Соотношение между ними в свою очередь определяется не только параметрами полупроводника и диодной структуры, но также и условиями опыта — напряжением, температурой и другими факторами. Данная работа посвящена исследованию механизмов формирования обратного тока в ПБД на основе *n*-CdTe с модифицированной поверхностью.

2. Образцы и методика эксперимента

Подложки размером $4 \times 4 \times 1$ мм вырезались из объемных монокристаллов *n*-CdTe с удельным сопротивлением ~ 10 Ом · см при 300 К. Кристаллы были выращен-

ны методом Бриджмена из расплава стехиометрического состава без введения легирующих примесей в процессе роста. Таким образом, электронная проводимость образцов обеспечивалась собственными точечными дефектами донорного типа, которыми являются вакансии теллура V_{Te} и межузельный кадмий Cd_i [5]. Подложки проходили поэтапные механическую и химическую полировку в растворе $K_2Cr_2O_7:H_2O:HNO_3 = 4:20:10$, а также тщательную отмывку в деионизованной воде. На одну из больших сторон пластинок *n*-CdTe вплавлялись индиевые омические контакты, после чего они погружались на несколько десятков минут в кипящий водный раствор солей щелочных металлов (Li, Na, K) [6]. После указанной обработки на противоположную (свободную от омических контактов) поверхность подложек напылялся в вакууме полупрозрачный слой золота с пропусканием 40–70%.

Изготовленные структуры обладали ярко выраженными диодными характеристиками с коэффициентом выпрямления не менее 10^7 при 300 К и напряжении 1 В. Следует отметить, что высота потенциального барьера практически не зависела от химического состава соли, входящей в водную смесь. Вместе с тем она существенно превышает ϕ_0 контактов Au—CdTe, изготовленных на этих же подложках, но не прошедших процесс модификации ($\phi_0 = 1.3$ против 0.7 эВ соответственно). Аналогичные изменения претерпевает также фотоэдс, увеличиваясь до 0.7 эВ для модифицированных образцов. Отметим, что при исследовании фотоэлектрических характеристик структуры освещались со стороны золотого контакта лампой накаливания мощностью 100 В · А. Измерения ВАХ проводились в режиме постоянного тока в температурном диапазоне 290–400 К, причем верхний предел обусловлен температурой плавления индия.

3. Обсуждения результатов исследований

Анализ обратных ВАХ исследуемых диодов показывает, что при низких смещениях V ток I имеет туннельную природу вследствие пренебрежимо малых тепловых составляющих. Действительно, согласно [3], во-первых,

[†] E-mail: Skrup@meta.ua

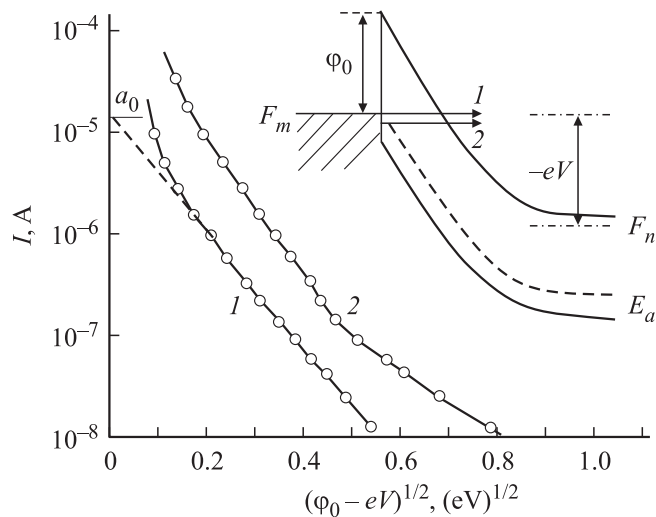


Рис. 1. Сопоставление обратных ВАХ контактов Au–n-CdTe с выражением (1) при различных температурах: 1 — 295, 2 — 370 К. На вставке — зонная диаграмма обратносмещенного ПБД.

надбарьерный I_d^0 и генерационно-рекомбинационный I_{gr}^0 токи отсечки при 300 К не превышают 10^{-19} и 10^{-10} А соответственно, что заметно выше измеряемых значений ($\sim 10^{-9}$ А) обратного тока (рис. 1). Во-вторых, наблюдаемые зависимости $I(V)$ гораздо резче, чем в случае тепловых составляющих I_d^0 и I_{gr}^0 , которые, согласно теории [7], должны изменяться с напряжением не сильнее, чем \sqrt{V} . И наконец, энергетический наклон температурной зависимости обратного тока при $V = \text{const}$ не согласуется с величиной ϕ_0 в случае надбарьерного механизма токопрохождения, а также с E_g — при генерации носителей через единичные уровни в области пространственного заряда [4].

В случае барьера с параболическим ходом потенциала выражение для туннельного тока имеет вид [4,8]

$$I_t \approx a_0 \exp(-b_0/\sqrt{\phi_0 - eV}), \quad (1)$$

где a_0 и ϕ_0 — параметры, не зависящие от обратного напряжения, которое в формуле (1) необходимо брать со знаком „минус“. Параметр b_0 , характеризующий быстроту изменения $I(V)$, определяется формулой [4]

$$b_0 = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2m_t}}{\hbar} d_1 \cdot \phi_0^{3/2}. \quad (2)$$

Здесь d_1 — ширина барьера при $\phi_0 - eV = 1$ эВ, а m_t — так называемая „туннельная“ масса, учитывающая непараболичность закона дисперсии для туннелирующего электрона в запрещенной зоне полупроводника [4,8]. Сравним экспериментальную величину параметра b_0 с его теоретическим значением, используя два закона дисперсии — параболический и кейновский. В первом случае „туннельная“ масса не зависит от энергии E и равна эффективной массе электрона m_n^* , т.е. $m_t \equiv m_n^*$. Если

для исследуемых диодов при 300 К принять $d_1 \approx 10^{-5}$ см и $\phi_0 \approx 1.3$ эВ, а $m_n^* = 0.011m_0$ [5], то из (2) получим $b_0^{\text{теор}} \approx 530$ эВ^{1/2}, что значительно превышает экспериментальную величину $b_0^{\text{эксп}} \approx 18$ эВ^{1/2} (рис. 2).

Для кейновского закона дисперсии m_t зависит от энергии согласно закону $m_t = m_n^*(1 - E/E_g)$ [4], эту энергию при прямом туннелировании из металла в полупроводник (переход 1 на рис. 1) можно считать равной ϕ_0 , т.е. $E \approx \phi_0$. В нашем случае отношение $\phi_0/E_g \approx 0.87$, что вызывает уменьшение „туннельной“ массы почти на порядок по сравнению с эффективной. Это в свою очередь приводит к уменьшению параметра $b_0^{\text{теор}}$ до 190 эВ^{1/2}, который, однако, остается все же заметно меньше экспериментального.

В связи с этим рассмотрим другие возможные причины расхождения опытных и расчетных значений b_0 . Это представляется важным, поскольку данный параметр, являясь показателем экспоненты в (1), существенно влияет не только на быстроту изменения обратного тока с напряжением, но и на его абсолютную величину. Первой из причин может быть туннелирование через локальные уровни в запрещенной зоне (переход 2 на рис. 1), которые неизбежно присутствуют в широкозонных полупроводниках [9]. Если допустить, что в этом процессе участвуют наиболее „благоприятные“ глубокие уровни с $E_t \approx 0.6-0.8$ эВ (всегда присутствующие в CdTe [5]), то величина $b_0^{\text{теор}}$ уменьшится в 2 раза и станет равной 95 эВ^{1/2}, что все равно больше $b_0^{\text{эксп}}$. Другая причина состоит в том, что, во-первых, в реальных диодных структурах всегда присутствуют микронеоднородности (флуктуации концентрации примеси, кластеры, приципитаты и т.п.), что подтверждается „микроплазменной“ картиной предпробойного свечения [4]. Во-вторых, для ПБД без охранного кольца существенны краевые эффекты, приводящие, как к микронеоднородности, так и к увеличению в этих областях электрического поля по сравнению со средним, а в конечном итоге и к уменьшению b_0 . И наконец, кейновский закон дисперсии

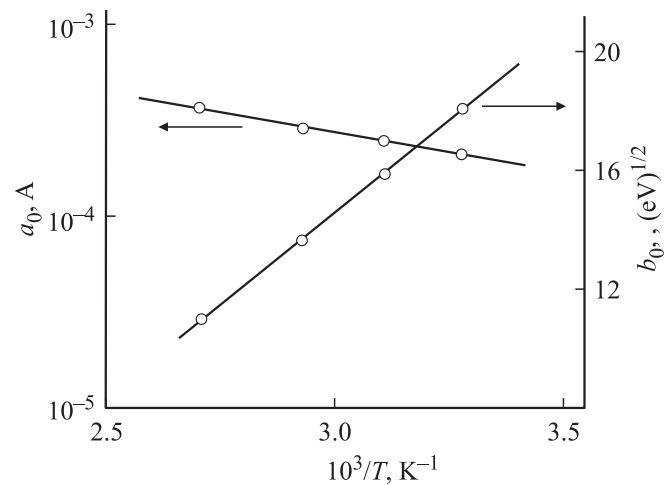


Рис. 2. Температурные зависимости параметров a_0 и b_0 .

хотя качественно и отражает зависимость $m_t(E)$, однако для надежных количественных расчетов b_0 необходима реальная функция $m_t(\varphi_0)$. В принципе, ее можно найти экспериментально при наличии набора близких к идеальному барьеров Шоттки с различными φ_0 , созданными на полупроводниковой подложке с одинаковыми параметрами [10]. К сожалению, для CdTe эта задача решена только для энергий $\varphi_0 \leq 0.7$ эВ [4], а для больших φ_0 требует исследований, выходящих за рамки данной работы.

Параметр a_0 определяется в первую очередь заполнением энергетических уровней, с которых происходит туннелирование [8]. Его значение легко определяется продолжением прямолинейных участков обратной ВАХ до пересечения с осью ординат (рис. 1). При туннелировании с уровней металла (переход 1 на рис. 1) параметр a_0 не должен зависеть от T , что противоречит опыту (рис. 2). Поэтому следует допустить, что туннелирование осуществляется с уровней (переход 2 на рис. 1), заполнение которых определяется температурой. Как видно из рис. 2, зависимость $a_0(T)$ в координатах $\ln a_0 - 10^3/T$ аппроксимируется прямой, энергетический наклон которой равен 0.12 эВ, что отвечает глубине залегания E_a акцепторных уровней щелочных металлов в CdTe [5]. Уменьшение b_0 с увеличением T (рис. 2) может быть обусловлено изменением высоты потенциального барьера, которая в исследуемом температурном диапазоне снижается от 1.3 до 1.1 эВ [3]. Это должно привести к уменьшению параметра b_0 до 14 эВ $^{1/2}$, что также не согласуется с опытом (рис. 2). Более сильная зависимость $b_0(T)$, вероятнее всего, обусловлена влиянием d_1 , которая уменьшается с ростом температуры вследствие увеличения концентрации ионизированных доноров. Отклонение экспериментальных точек от зависимости (1) в области низких смещений связано с многоступенчатым туннелированием через глубокие уровни, а при больших V с процессами лавинного умножения носителей заряда вследствие ударной ионизации.

Наиболее характерной чертой последних является положительный температурный коэффициент изменения напряжения лавинного пробоя V_{av} , что подтверждается данными рис. 3. Величина V_{av} определяется экстраполяцией прямолинейного участка обратной ветви ВАХ до пересечения с осью напряжений (рис. 3). Положительный знак производной dV_{av}/dT означает, что при фиксированном напряжении при лавинном умножении обратный ток должен уменьшаться с ростом температуры. В то же время в области смещений, где доминируют туннельные процессы, наблюдается обратный эффект, т.е. с увеличением T при $V = \text{const}$ наблюдается рост обратного тока (рис. 1).

Дополнительным подтверждением участия лавинных процессов в формировании обратного тока исследуемых диодов является умножение фототока I_p . Это иллюстрируется рис. 4, из которого следует, что сублинейная зависимость $I_p(V)$ при низких обратных смещениях

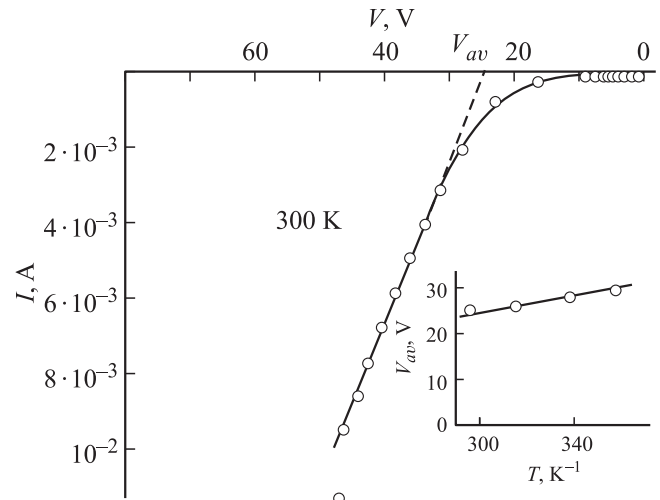


Рис. 3. Обратная ВАХ в области больших токов. На вставке — зависимость напряжения пробоя от температуры.

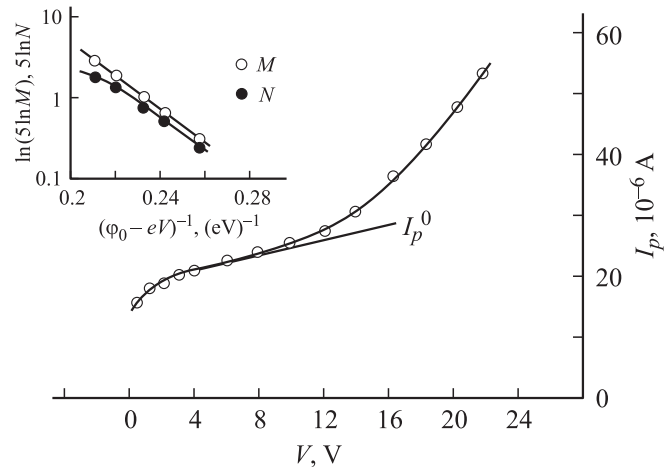


Рис. 4. Зависимость фототока от обратного напряжения при $T = 300$ К. На вставке — сопоставление экспериментальных зависимостей $M(V)$ и $N(V)$ с выражениями (3) и (4).

переходит в сверхлинейную. Процессы ударной ионизации количественно удобно характеризовать коэффициентом умножения M , который определяется отношением $I_p(V)/I_p^0(V)$, где $I_p^0(V)$ — фототок при отсутствии умножения (рис. 4). Характер зависимости $M(V)$ определяется соотношением между коэффициентами ударной ионизации электронов a_n и дырок a_p . Если последние сильно различаются, то, согласно [11],

$$M = \exp(a \exp(-b/(\varphi_0 - eV))), \quad (3)$$

а при их равенстве ($a_n = a_p$) используют коэффициент ионизации N , который описывается выражением

$$N = 1 - M^{-1} = a \exp(-b/(\varphi_0 - eV)). \quad (4)$$

Сопоставление экспериментальных зависимостей $M(V)$ с формулами (3) и (4) показывает, что они

отвечают случаю сильно отличных a_n и a_p . Это согласуется с результатами работы [12], в которой показано, что в теллуриде кадмия $a_p \gg a_n$.

4. Заключение

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют об участии в образовании обратного тока исследуемых диодов туннельных процессов при низких смещениях и лавинных — при больших. Наблюдаемые вольт-амперные характеристики и параметры качественно описываются известными аналитическими выражениями, а для их количественного согласования требуются дополнительные данные, которые в первую очередь касаются реального закона дисперсии для электронов в запрещенной зоне теллурида кадмия.

Список литературы

- [1] K.L. Giboni. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **416**, 319 (1998).
- [2] V.P. Makhniy, N.V. Skrupnyk, Yu.N. Boyko. Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron., **12**, 143 (2009).
- [3] V.P. Makhniy, Yu.N. Boyko, N.V. Skrupnyk. ФТП, **43**, 630 (2009).
- [4] В.П. Махний. Автореф. докт. дис. (Черновцы, Черновиц. ГУ им. Ю. Федьковича, 1992).
- [5] Д.В. Корбутяк, С.В. Мельничук, Е.В. Корбут, М.М. Борисюк. *Теллурид кадмия: примесно-дефектные состояния и детекторные свойства* (Киев, Иван Федоров, 2000).
- [6] В.П. Махний, М.В. Скрипник. Патент Украины № 31891 (2008).
- [7] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [8] *Туннельные явления в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [9] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1975).
- [10] И.С. Кабанова, Л.А. Косяченко, В.П. Махний. ФТП, **22** (10), 1852 (1989).
- [11] И.К. Верещагин. *Электролюминесценция кристаллов* (М., Наука, 1974).
- [12] Н.В. Демич, В.П. Махний. Письма ЖТФ, **27**, 57 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Mechanisms of current flow in the contacts Au–CdTe with modified surface

V.P. Makhniy, N.J. Skrupnyk

Fed'kovich Chernivtsy State University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract The reverse IV characteristics have been studied for the surface-barrier diodes based on n -CdTe with a modified surface, received by treatment in an aqueous solution of alkali metal salts. It has been established that the reverse current for low bias is of the tunneling nature, while for a large bias is caused by avalanche multiplication of carriers by impact ionization.