

Особенности фотоэмиссии электронов из металла в диодах Шоттки на основе SiC

© Л.А. Косяченко, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук

Черновицкий государственный университет,
274012 Черновцы, Украина

(Получена 24 октября 1995 г. Принята к печати 18 апреля 1996 г.)

Исследована фоточувствительность диода Шоттки Al-SiC в области энергии фотонов, меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника, а также меньше высоты потенциального барьера на контакте с металлом. Обнаруженные особенности зависимостей фототока от энергии фотонов и от приложенного напряжения трактуются в рамках модели, учитывающей фотовозбуждение электронов в металле и их последующее прохождение в полупроводник как над барьером, так и посредством туннелирования сквозь него.

1. Введение

Основным процессом, обуславливающим фоточувствительность диода Шоттки, является генерация электронно-дырочных пар в области объемного заряда, а также в примыкающем к нему слое полупроводника фотонами, энергия которых $h\nu$ превышает ширину запрещенной зоны полупроводника E_g . Однако в отличие от $p-n$ -перехода в образовании фототока в диоде Шоттки участвуют также носители заряда, возбуждаемые фотонами в металле. Фотоэмиссия из металла расширяет фоточувствительность в длинноволновую область, а ее спектральная зависимость часто используется для нахождения высоты потенциального барьера на контакте металл-полупроводник [1]. Далее описаны свойства диодов Al-SiC, выявляющие ряд особенностей фотоэмиссии электронов из металла ($h\nu < E_g$), и приводится их теоретическая интерпретация.

2. Образцы

Для получения фотодиодных структур использовались монокристаллические пластины гексагонального SiC политипа 6H, n -типа проводимости, легированные азотом до концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = 10^{17} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$. После механической шлифовки и полировки пластины подвергались химическому травлению в расплаве KOH:KNO₃ в течение 30 мин при температуре $850 \div 900^\circ\text{C}$. Затем пластины промывались в деионизованной воде с использованием ультразвука. В качестве металла для получения барьера Шоттки использовался алюминий, который наносился в вакууме (10^{-6} мм рт.ст) при температуре подложки порядка 450°C . Для нанесения слоя Al толщиной $10 \div 15$ мкм использовалось электронно-лучевое испарение из водоохлаждаемого медного тигля. Важным этапом получения образцов являлся вакуумный отжиг структур Al-SiC при температуре порядка 900°C в течение $10 \div 20$ с. Омический контакт к подложке создавался

вакуумным напылением Al с последующим его вжиганием короткими импульсами твердотельного лазера ($\lambda = 1.06$ мкм). При достаточно больших обратных смещениях наблюдается бело-голубое свечение по всей площади выпрямляющего контакта Al-SiC. Диоды, для которых на фоне однородного свечения наблюдались более яркие точки (микроплазмы), для исследований не использовались.

Анализ электрических характеристик полученных диодов свидетельствует о пренебрежимо слабом влиянии промежуточного (между металлом и полупроводником) слоя [2]. При достаточно больших прямых смещениях вольт-амперная характеристика определяется надбарьерным прохождением электронов из зоны проводимости полупроводника в металл (при больших токах зависимость тока I от напряжения U отклоняется от закона $I \sim \exp(eU/kT)$ из-за падения напряжения на последовательном сопротивлении кристалла). При низких U , когда термоэлектронный ток мал, прямой ток определяется туннелированием электронов из зоны проводимости полупроводника в металл сквозь барьер [2]. Туннелирование определяет также обратный ток через диод, начиная с самых низких U . При больших обратных смещениях, кроме того, наблюдается дополнительное увеличение тока в результате умножения носителей в барьерной области структуры, на что указывают фотоэлектрические измерения (см. далее). Обратные токи, как и прямые при низких U , естественно, уменьшаются при использовании SiC с меньшими значениями $N_d - N_a$.

Высота потенциального барьера φ_0 исследуемых диодов, найденная из емкостных измерений, возрастает от 1.75 до 1.85 эВ при увеличении уровня легирования пластины SiC из-за смещения уровня Ферми в объеме полупроводника. Отметим, что заметно большая высота барьера по сравнению с результатами [2] (где $\varphi_0 = 1.3$ эВ) достигается за счет описанной технологии получения выпрямляющих контактов, особенно, травления пластин SiC в расплаве KOH:KNO₃ и вакуумного отжига структур Al-SiC.

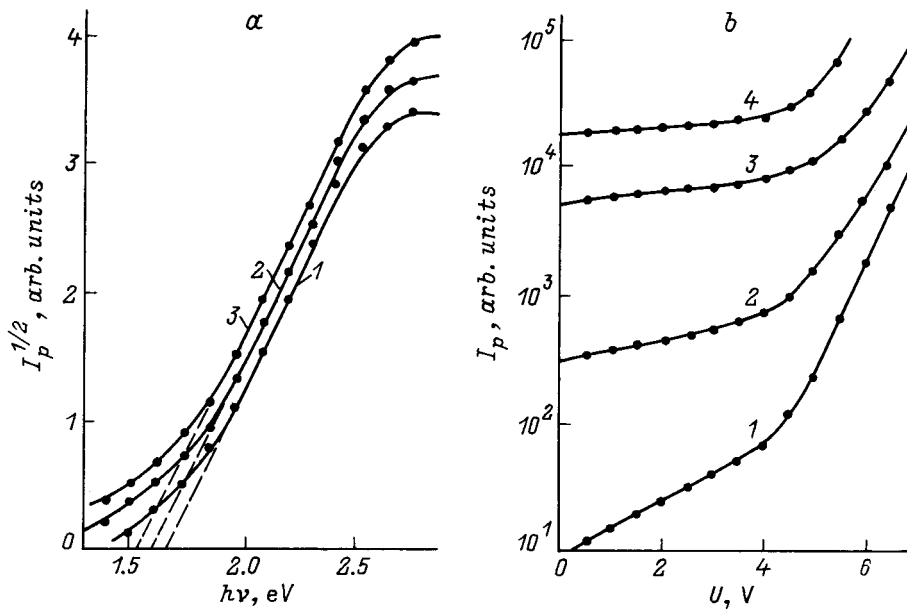


Рис. 1. Зависимости фототока диода Al-SiC ($N_d - N_a = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в области $h\nu < E_g$ при комнатной температуре: *a* — от энергии фотонов $h\nu$ при обратном смещении U , В: 1 — 0.45, 2 — 1.45, 3 — 2; *b* — от обратного напряжения U при энергии фотонов $h\nu$, эВ: 1 — 1.5, 2 — 1.8, 3 — 2.2, 4 — 2.8.

Наблюдаемое однородное предпробойное свечение по всей площади Al-контакта и большой коэффициент выпрямления ($10^4 \div 10^5$ при 2 эВ) свидетельствуют о достаточно высоком качестве диодных структур.

3. Фотоэлектрические измерения

Возбуждение фототока I_p в исследуемых структурах с непрозрачным слоем Al возможно при освещении только со стороны подложки. При ее толщине порядка 400 мкм фотоны с энергией $h\nu$, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника $E_g \simeq 3$ эВ, не достигают барьерной области, поэтому фоточувствительность диодов приходится только на спектральную область $h\nu < E_g$, соответствующую фотоэмиссии электронов из металла. Согласно теории Фаулера [3], перенесенной на контакт металл-полупроводник [1], в области $\varphi_0 + \Delta\mu < h\nu < E_g$ ($\Delta\mu$ — расстояние уровня Ферми от дна зоны проводимости в объеме полупроводника)

$$I_p \sim [h\nu - (\varphi_0 + \Delta\mu)]^2, \quad (1)$$

что сразу позволяет идентифицировать механизм наблюдаемого фототока и находить φ_0 , строя зависимость $\sqrt{I_p}$ от $h\nu$. Результаты такого построения для одного из диодов представлены на рис. 1, *a*. Как видно, измеренные при различных обратных смещениях зависимости содержат прямолинейные участки при изменении I_p примерно на порядок. При $h\nu > 2.5$ эВ наблюдаемое отклонение от прямых объясняется уменьшением оптического пропускания подложки,

через которую освещается выпрямляющий контакт Al-SiC. Действительно, наши измерения показывают, что пропускание 6H-SiC, легированного Al, при приближении к краю поглощения уменьшается, начиная с $h\nu \simeq 2.5$ эВ, и спадает до нуля при $h\nu > E_g = 2.96$ эВ (300 К). Более существенная особенность приведенных на рис. 1, *a* результатов состоит в том, что спектральный ход фототока зависит от напряжения, приложенного к диоду. Экстраполяция линейных зависимостей $\sqrt{I_p}$ от $h\nu$ на ось энергии фотонов дает значение $\varphi_0 + \Delta\mu$, близкое к высоте барьера, полученной из емкостных измерений, но только если зависимость $I_p(h\nu)$ измеряется при минимальных U . По мере увеличения U фотоэлектрические измерения дают все более заниженные значения высоты барьера. Еще одна обнаруженная нами особенность — фоточувствительность диода в области значений $h\nu$, заметно меньших $\varphi_0 + \Delta\mu$ вплоть до $1.4 \div 1.5$ эВ. Она не укладывается в теорию Фаулера, в соответствии с которой I_p резко уменьшается ($\sim \exp(h\nu/kT)$) при $h\nu < \varphi_0 + \Delta\mu$.

На рис. 1, *b* приведены зависимости I_p от обратного напряжения U при различных значениях энергии возбуждаемых фотонов. На всех кривых при низких значениях U имеется участок относительно медленного изменения тока, который сменяется участком его резкого нарастания при превышении некоторого значения U . Последнее обусловлено ударной ионизацией атомов кристаллической решетки носителями заряда, ускоренными сильным электрическим полем в области пространственного заряда (см., например, [2]). Связанное с этим умножение фототока в дальнейшем не рассматривается. Приведенные на рис. 1, *b* зависи-

мости $I_p(U)$ при $U = 4 \div 5$ В отражают поведение интересующего нас тока, обусловленного фотоэмиссией электронов из металла в барьерную область полупроводника (во всех случаях $h\nu < E_g$). Согласно диодной теории переноса заряда в барьерной области ток не зависит от U , а для диффузионного механизма — должен возрастать пропорционально $\sqrt{\varphi_0 - eU}$ [4]. Как видно из рис. 1, *b*, поведение фототока при низких смещениях более сложное: нарастание тока с напряжением более резкое, чем $I_p \sim \sqrt{\varphi_0 - eU}$, причем скорость нарастания зависит от энергии возбуждающих фотонов. Для $h\nu = 1.5$ эВ, например при повышении U от 0 до 5 В, ток возрастает примерно на порядок, в то время как $\sqrt{\varphi_0 - eU}$ увеличивается всего в 1.9 раз.

Еще одна особенность фотоэмиссии в исследуемых диодах касается температурных зависимостей рассматриваемого фототока. В противовес теории Фаулера, предполагающей нечувствительность фотоэмиссии к изменению температуры, измеренные токи заметно возрастают при ее повышении. Температурная зависимость усиливается по мере уменьшения $h\nu$, особенно в области $h\nu < \varphi_0$. При прочих одинаковых условиях зависимость I_p от T тем сильнее, чем меньше напряжение, при котором снимается спектр.

4. Интерпретация полученных результатов

Отличительной особенностью исследованных диодов является довольно высокий уровень легирования SiC, вследствие чего барьерная область на контакте с металлом достаточно узкая, а напряженность электрического поля в ней высокая. Действительно, при $N_d - N_a = 10^{18}$ см⁻³, $\varepsilon = 10.2$, $\varphi_0 = 1.8$ эВ и обратном смещении 1 В ширина барьерной области $d = [2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - eU)/e^2(N_d - N_a)]^{1/2} \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ см, а напряженность поля в полупроводнике возле границы раздела $F_{\max} = 2(\varphi_0 - eU)/ed \simeq 10^6$ В/см. Обсуждая перенос заряда при таких условиях, учтем действие двух факторов — понижение высоты барьера силой зеркального изображения (эффект Шоттки) и процессы туннелирования.

Количественное описание влияния этих факторов начнем с выражения для величины понижения барьера силой зеркального изображения $\Delta\varphi = e(eF/4\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}$ [1]. Подставляя вместо F выражение для максимальной напряженности электрического поля в барьере, получаем

$$\Delta\varphi = \beta(\varphi_0 - eU)^{1/4}, \tag{2}$$

где $\beta = e^{3/2}(N_d - N_a)^{1/4}/\pi^{1/2}(2\varepsilon\varepsilon_0)^{3/4}$. Подстановка $N_d - N_a = 10^{18}$ см⁻³ дает $\beta = 0.1$ (эВ)^{3/4}. Это означает, что при повышении U от 0 до 5 В барьер понижается примерно на 0.13 эВ. При $N_d - N_a = 10^{19}$ и 10^{17} см⁻³ барьер $\Delta\varphi$ соответственно увеличивается

или уменьшается примерно в 1.8 раз. Такие изменения высоты барьера соизмеримы со сдвигом φ_0 , который следует из рис. 1, *a*.

При рассмотрении фотоэмиссии электронов из металла в полупроводник энергию электрона удобно отсчитывать от уровня Ферми в металле. В такой системе отсчета вероятность найти электрон в металле с составляющими энергии E_x, E_y, E_z равна

$$f(E_x, E_y, E_z) = \left\{ \exp[(E_x + E_y + E_z)/kT] + 1 \right\}^{-1}. \tag{3}$$

Для прохождения электрона через барьер, ориентированный в плоскости yz , важна x -составляющая энергии, а y - и z -составляющие могут быть любыми. После интегрирования (3) по E_y и E_z от 0 до ∞ получаем для числа электронов, подходящих к барьеру с энергией $E = E_x$ [5]:

$$n(E) = (mkT/2\pi^2\hbar^3) \ln[1 + \exp(-E/kT)]. \tag{4}$$

Интегрируя $n(E)$ по E от $\varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi$ до ∞ , легко получить известную формулу для плотности обратного тока термоэлектронной эмиссии через диод Шоттки (в этом случае $\ln[1 + \exp(-E/kT)] \simeq \exp(-E/kT)$). Для вычисления фотоэмиссионного надбарьерного тока в формуле (4) нужно учесть, что электрон, проходящий через барьер с энергией E , при поглощении фотона имел энергию $E - h\nu$. Кроме того, нужно ввести коэффициенты, учитывающие отражение света на границе раздела, глубину поглощения фотонов в металле и др. Однако рассматриваемые эффекты соответствуют довольно узкому спектральному интервалу, поэтому указанные коэффициенты можно считать практически независимыми от $h\nu$. Таким образом, для надбарьерного тока фотоэмиссии можно записать

$$I_{p0} = I_0 \int_{\varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi}^{\infty} n(E - h\nu) dE, \tag{5}$$

где I_0 — постоянная. При $h\nu$ на несколько kT больше высоты барьера основной вклад при вычислении I_{p0} вносит область интегрирования $E < h\nu$. При этом $\ln\{1 + \exp[(h\nu - E)/kT]\} \simeq (h\nu - E)/kT$ и, пренебрегая участием электронов с энергией выше энергии Ферми, верхний предел интегрирования можно установить равным $h\nu$. В результате

$$I_{p0} = (I_0 m / 2\pi^2 \hbar^3) \int_{\varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi}^{h\nu} (h\nu - E) dE = (I_0 m / 4\pi^2 \hbar^3) [h\nu - (\varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi)]^2, \tag{6}$$

т.е. получается формула Фаулера (1), содержащая слабую зависимость I_{p0} от U (через $\Delta\varphi$). Результаты точного расчета по формуле (5) при тех же значениях

энергии фотонов, что и на рис. 1, *b*, приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что рассматриваемая модель приводит к закономерностям, которые напоминают экспериментальные зависимости, но только в общих чертах. При $h\nu > \varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi$ расчетный фототок практически не зависит от U , в то время как измеряемый фототок увеличивается в $1.5 \div 2$ раза при повышении U от 0 до 5 В. При $h\nu < \varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi$ расчетная зависимость I_{p0} от U , наоборот, становится более резкой и при данном U расчетный ток значительно быстрее, чем экспериментальный, уменьшается при уменьшении $h\nu$ (на 6 порядков вместо 3 при уменьшении $h\nu$ от 2.8 до 1.5 эВ). Заметим, что единственным подгоночным параметром при расчете I_{p0} является величина ε , которая может отличаться от статической диэлектрической проницаемости полупроводника. Однако ее эффективное значение, проявляющееся в эффекте Шоттки, может быть только меньше статической проницаемости [1], учет чего привел бы к еще большему расхождению результатов расчета с экспериментом.

Перейдем теперь к количественному описанию фотоэмиссии электронов из металла с участием туннелирования. Для электрона с энергией E_0 , движущегося вдоль направления x , коэффициент туннельной прозрачности

$$D(E_0, U) = \exp \left[-2\sqrt{2m/\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\varphi(x) - E_0} dx \right], \quad (7)$$

где x_1 и x_2 — точки поворота, $\varphi(x)$ — ход потенциала в барьере, остальные обозначения общепринятые. Если энергию, как и $\varphi(x)$, отсчитывать от дна зоны

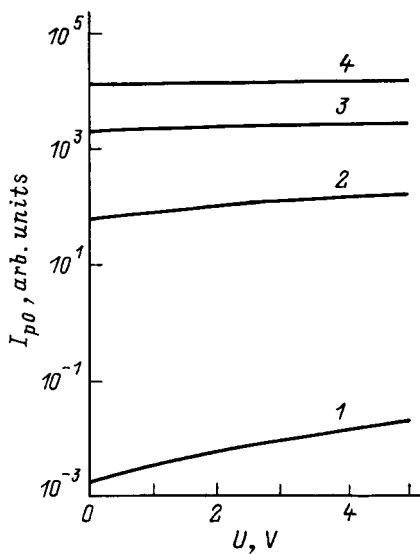


Рис. 2. Расчетные зависимости надбарьерного фотоэмиссионного тока с учетом силы зеркального изображения при энергиях возбуждающих фотонов $h\nu$, эВ: 1 — 1.5, 2 — 1.8, 3 — 2.2, 4 — 2.8. Температура комнатная.

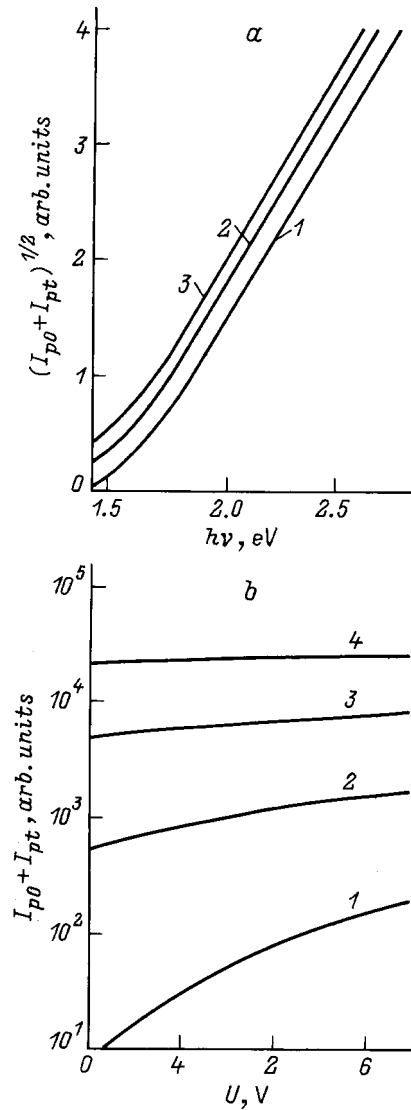


Рис. 3. Расчетные зависимости суммы надбарьерного и туннельного фототоков $I_{p0} + I_{pt}$ с учетом силы зеркального изображения при тех же условиях, что и на рис. 1.

проводимости в объеме полупроводника, а x от границы раздела [2],

$$\varphi(x) = (\varphi_0 - \Delta\varphi - eU)(1 - x/d)^2, \quad (8)$$

причем в этом случае $x_1 = 0$, а x_2 определяется равенством $\varphi(x) - E_0 = 0$. Из (7) после интегрирования следует [2]

$$D(E_0, U) = \exp \left[-(\sqrt{2m} d_1/\hbar) \left(\left[(\varphi_0 - \Delta\varphi - eU) \times (\varphi_0 - \Delta\varphi - E_0) \right]^{1/2} + E_0 \ln \left\{ \sqrt{E_0} / \left[(\varphi_0 - \Delta\varphi - eU)^{1/2} + (\varphi_0 - \Delta\varphi - eU - E_0)^{1/2} \right] \right\} \right) \right], \quad (9)$$

где $d_1 = [2\epsilon\epsilon_0/e^2 (N_d - N_a)]^{1/2}$. Если энергию E отсчитывать не от дна зоны проводимости полупроводника, а от уровня Ферми в металле (как и в формулах (3)–(6)), выражение для $D(E, U)$ получим, заменив в (9) E_0 на $E - \Delta\mu - eU$. Интегрируя произведение $n(E) D(E, U)$, можно для больших обратных смещений ($|\varphi_0 - eU| \gg \varphi_0$) получить аналитическое выражение для тока [6], аналогичное формуле Фаулера–Нордгейма [7]. Выражение (9) для $D(E_0, U)$ и соответствующее выражение для $D(E, U)$ хороши тем, что они применимы не только при больших, но и при актуальных, в данном случае низких, напряжениях.

Для вычисления тока фотоэмиссии, связанного с туннелированием I_{pt} , нужно, как и при вычислении надбарьерного фотоэмиссионного тока I_{p0} , в выражении для числа подходящих к барьеру электронов заменить E на $E - h\nu$ и ввести коэффициент I_0 :

$$I_{pt} = I_0 \int_{E_{\min}}^{\varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi} n(E - h\nu) D(E, U) dE. \quad (10)$$

Нижний предел интегрирования E_{\min} должен быть таким, чтобы охватить всю область туннелирования. Практически E_{\min} достаточно установить на несколько десятых долей эВ меньше либо верхнего предела интегрирования, если $h\nu > \varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi$, либо несколько меньше $h\nu$, если $h\nu < \varphi_0 + \Delta\mu - \Delta\varphi$.

Согласно используемой модели, ток фотоэмиссии электронов из металла представляет собой сумму надбарьерного I_{p0} и туннельного I_{pt} токов. На рис. 3 приведены результаты расчета по формулам (5) и (10) спектров фоточувствительности в координатах Фаулера при различных напряжениях, а также зависимости фототока от напряжения при различных энергиях возбуждающих фотонов (разумеется, кривые не учитывают влияние поглощения света подложкой и лавинных процессов). Сравнение полученных результатов с представленными на рис. 1 показывает, что предложенная модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

С помощью рис. 4 объясняются происходящие в исследуемых диодах процессы и иллюстрируется распределение по энергиям эмиттируемых из металла в полупроводник электронов, которое описывается функцией $n(E - h\nu)$ для надбарьерной фотоэмиссии и функцией $n(E - h\nu) D(E, U)$ для туннельной фотоэмиссии. Из рисунка видно, что для фотонов с энергией 2.2 эВ, т. е. при $h\nu > \varphi_0 - \Delta\varphi + \Delta\mu$, только меньшая часть возбужденных светом электронов проникает в полупроводник над барьером, а их большая часть туннелирует сквозь барьер, причем при увеличении напряжения доля туннелирующих электронов заметно возрастает. Если энергия фотонов равна 1.5 эВ, т. е. при $h\nu < \varphi_0 - \Delta\varphi + \Delta\mu$, практически все возбужденные светом электроны попадают в полупроводник, туннелируя сквозь барьер. При повышении

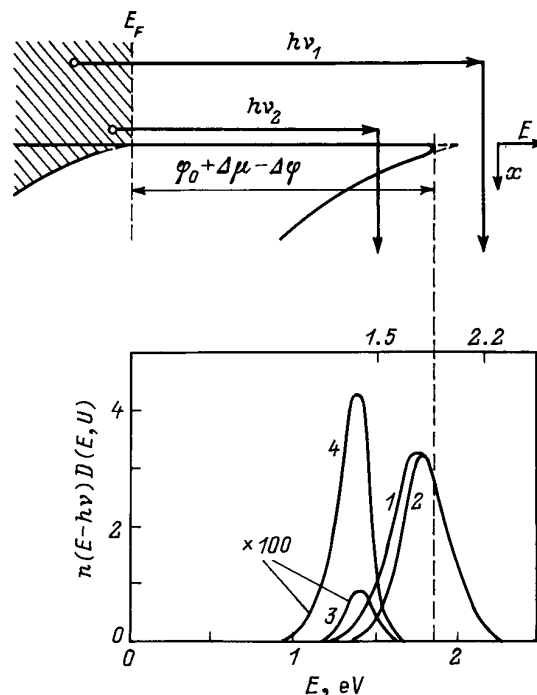


Рис. 4. Энергетическая диаграмма контакта Al–SiC, иллюстрирующая фотоэмиссию из металла при надбарьерном прохождении электронов в полупроводник ($h\nu_1 = 1.5$ эВ) и с участием туннелирования ($h\nu_2 = 2.2$ эВ). Внизу — рассчитанное распределение эмиттируемых из металла в полупроводник электронов, поглощающих фотоны с энергией $h\nu_1$ (кривые 3, 4) и $h\nu_2$ (кривые 1, 2) при обратном напряжении U , В: 2, 3 — 1, 4 — 3. Положение Ферми в металле соответствует $E = 0$, для надбарьерной фотоэмиссии $D(E, U) = 1$. Температура комнатная.

напряжения область туннелирования смещается в сторону меньших энергий электронов, а их поток из металла довольно резко возрастает. Из рис. 4, таким образом, наглядно следует, что привлечение туннелирования позволяет объяснить обнаруженные особенности фотоэмиссии электронов из металла в исследованных диодах. Понижение барьера силами зеркального изображения необходимо учитывать для достижения количественного согласия результатов расчета с экспериментом.

5. Заключение

Исследование фотоэлектрических свойств и диодов Шоттки Al–SiC обнаруживает особенности фотоэмиссии электронов из металла (в области $h\nu < E_g$), не укладывающиеся в рамки обычно используемой идеализированной модели. Учет понижения барьера силой зеркального изображения приводит к зависимостям фототока от энергии фотонов и напряжения, количественно отличающимся от наблюдаемых в опыте, и не позволяет объяснить фоточувствитель-

ность диода при энергиях фотона, меньших высоты барьера. Качественное и количественное согласие теории с экспериментом достигается, если привлечь комбинированный механизм фотоэмиссии, включающий в себя, кроме надбарьерной фотоэмиссии, поглощение фотонов электронами в металле и их последующее туннелирование в зону проводимости полупроводника.

Авторы благодарят В.В. Гуца за помощь при подготовке статьи.

Список литературы

- [1] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [2] Л.А. Косяченко, Н.М. Панькив, А.В. Пиворар, В.М. Склярчук. *УФЖ*, **27**, 101 (1982).
- [3] R.H. Fowler. *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
- [4] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [5] R.J. Archer, T.O. Yer. *J. Appl. Phys.*, **41**, 303 (1970).
- [6] И.С. Кабанова, Л.А. Косяченко, В.П. Михний. *ФТП*, **21**, 2087 (1987).
- [7] R.H. Fowler, L. Nordheim. *Proc. Roy. Soc.*, **A119**, 173 (1928).

Редактор Т.А. Полянская

Characteristics of electron photoemission from metal in SiC Schottky diodes

L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk

Chernovtsy State University,
274012 Chernovtsy, the Ukraine