

О.Я. ОЛІХ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет  
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601; e-mail: olikh@univ.kiev.ua)УДК 537.312.6/.7:  
621.314.63ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАРЯДУ  
В СТРУКТУРАХ Мо/*n*-Si З БАР'ЄРОМ ШОТКИ

У роботі експериментально досліджено прямі та зворотні вольт-амперні характеристики структур Мо/*n*-Si з бар'єром Шотки в діапазоні температур 130–330 К. Виявлено, що при підвищенні температури має місце збільшення висоти бар'єра Шотки та зменшення фактора неідеальності. Проведено аналіз отриманих результатів у рамках моделі неоднорідного контакту. Визначено середнє значення та стандартне відхилення висоти бар'єра Шотки: 0,872 В та 0,099 В при  $T = 130\text{--}220$  К і 0,656 В та 0,036 В при  $T = 230\text{--}330$  К відповідно. Показано, що при зворотному зміщенні основними процесами перенесення заряду є термоелектронна емісія через неоднорідний бар'єр та тунелювання.

Ключові слова: неоднорідний бар'єр Шотки, термоелектронна емісія, крем-ній

## 1. Вступ

Як відомо, структури з контактом Шотки широко використовуються під час виробництва високошвидкісних логічних, інтегральних та оптоелектронних елементів і тому інтерес до подібних структур з боку науковців є цілком зрозумілим. Одним з основних підходів для опису струму через контакт метал-напівпровідник (МН) є теорія термоелектронної емісії (ТЕ). В ідеалізованому випадку ТЕ струм має описуватися виразом [1–3]:

$$I = I_S \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \}, \quad (1)$$

де  $I$  – струм через структуру,  $V$  – прикладена до неї напруга,  $I_S$  – струм насичення при зворотному зміщенні

$$I_S = SA^*T^2 \exp[-q\Phi_b/(kT)], \quad (2)$$

де  $S$  – площа контакту,  $A^*$  – ефективна стала Річардсона,  $\Phi_b$  – висота бар'єра Шотки (ВБШ), яка визначається різницею між роботою виходу електрона з металу та енергією електронної спорідненості в напівпровіднику [1]. Зазначимо, що вираз

(1) є занадто спрощеним для випадку реальних структур МН, коли потрібно враховувати дію сил зображення, наявність проміжного діелектричного прошарку та електронних станів на межі поділу, неоднорідність контакту, падіння прикладеної напруги не лише в області збідненого шару напівпровідника. Як наслідок, для опису ТЕ струму через контакт Шотки часто використовують [3] таке рівняння:

$$I = I_S \exp\left[\frac{q(V - IR_S)}{nkT}\right] \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_S)}{kT}\right] \right\}, \quad (3)$$

де  $n$  – фактор неідеальності,  $R_S$  – послідовний опір;  $I_S$  так само описується виразом (2), проте величина  $\Phi_b$  (як, до речі, і  $n$ ) стає залежною від стану контакту та температури. Крім ТЕ, імовірними причинами перенесення заряду в структурах МН є генераційно-рекомбінаційні процеси в області переходу, різноманітні процеси витоку струму, тунелювання, термopольова емісія, причому в двох останніх випадках суттєву роль можуть відігравати локальні енергетичні рівні, тощо [3–10]. У результаті, сумарний струм часто розглядають у ви-

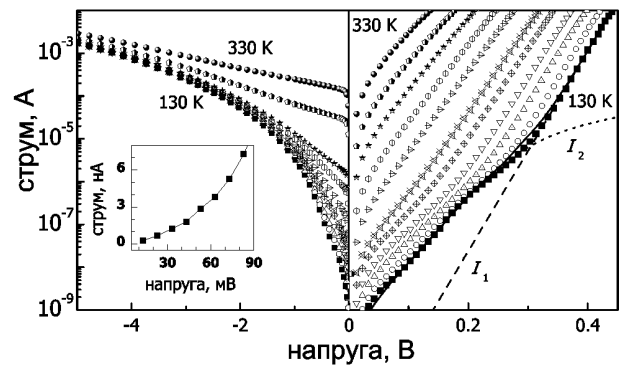
гляді суми декількох доданків, кожен з яких пов'язаний з окремим механізмом перенесення заряду і може бути домінуючим у своєму температурному чи польовому діапазоні [4–6]. Зокрема, у багатьох випадках (генераційно-рекомбінаційні струми, термопольова емісія, тунелювання за участю пасток тощо) ці доданки мають вигляд, схожий до (3), проте для опису струму насичення необхідно застосовувати свої, відмінні від (2), вирази.

Зауважимо, що через суттєве різноманіття факторів впливу, задача про передбачення за певних (у тому числі і температурних) умов механізму струмопереносу в структурах з бар'єром Шотки є складною і такою, що не має загального вирішення. З іншого боку, технічний розвиток передбачає розширення вимог до умов, в яких мають функціонувати напівпровідникові прилади. Тому метою даної роботи було з'ясування механізмів перенесення заряду при прямому та зворотному зміщеннях у структурах Мо/*n*-Si, виготовлених стандартним промисловим способом при температурах, нижчих за номінальний робочий діапазон. Подібні структури використовуються під час виробництва випрямляючих діодів, зокрема типу 2Д219, і тому основним методом дослідження було вибрано вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ). Аналіз отриманих даних виконувався у рамках моделі неоднорідного бар'єра [11–13], яка останнім часом все ширше використовується при інтерпретації отриманих експериментальних даних для різноманітних за складом структур з бар'єром Шотки [14–20].

## 2. Зразки, методики вимірів та розрахунків

Для досліджень використовували діоди Шотки з такою структурою: на підкладці  $n^+$ -Si:Sb (КЭС 0,01, товщина 250 мкм) знаходиться епітаксійний шар  $n$ -Si:P (товщина 0,2 мкм); на поверхні епі-шару створено контакт Шотки діаметром 2 мм шляхом нанесення шару молібдену; на протилежному боці підкладки – омичний контакт. Структури виготовлені на “Томилинском электронном заводе” (Росія).

У роботі виконувалось вимірювання вольт-амперних характеристик даних структур у діапазоні зміни постійного струму ( $10^{-9}$ – $10^{-2}$ ) А при прямому та зворотному зміщенні з кроком по напрузі 0,01 В у діапазоні температур 130–



**Рис. 1.** Прямі (справа) та зворотні (зліва) ділянки ВАХ Мо/*n*-Si діодів Шотки у температурному діапазоні 130–330 К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К. Лінії на правому рисунку – апроксимація прямої ВАХ при  $T = 130$  К за формулою (4): штрихова – струм  $I_1$ , пунктирна –  $I_2$ , суцільна – їх сума; параметри апроксимації:  $n_1 = 1,67$ ,  $n_2 = 2,53$ ,  $I_{S1} = 5,0 \cdot 10^{-13}$  А,  $I_{S2} = 3,8 \cdot 10^{-10}$  А,  $R_S = 4,1 \cdot 10^3$  Ом. На вставці – початкова ділянка прямої ВАХ при  $T = 130$  К

330 К. Температура зразків контролювалась мідь-константановою термопарою.

Приклади отриманих прямих і зворотних ВАХ при різних температурах наведено на рис. 1. Видно, що при температурі, більшій за 250 К прямі ВАХ у напівлогарифмічному масштабі є практично лінійними в інтервалі зміни струму близько трьох порядків. В той самий час, при  $T < 210$  К сумарний струм можна розділити на дві складові, причому для ВАХ, пов'язаної зі струмом, який домінує за малих зміщень, суттєвим є вплив послідовного опору, про що свідчить відхилення від лінійності наведених кривих при  $7 \cdot 10^{-8}$  А  $< I < 5 \cdot 10^{-7}$  А. У зв'язку з цим, та враховуючи (3), для опису прямих гілок ВАХ було використано вираз

$$I = I_1 + I_2 = I_{S1} \exp\left(\frac{qV}{n_1 kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] + I_{S2} \exp\left[\frac{q(V - IR_S)}{n_2 kT}\right] \left\{1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_S)}{kT}\right]\right\}, \quad (4)$$

де перший доданок є переважаючим при  $I > 10^{-5}$  А, а другий – при  $I < 5 \cdot 10^{-7}$  А. Зауважимо, що іншим відомим підходом врахування наявності особливостей на ВАХ при малих зміщеннях є введення шунтуючого опору, а не доданка  $I_2$ . Проте, на нашу думку, у даному випадку такий підхід не є виправданим, оскільки навіть при найменших

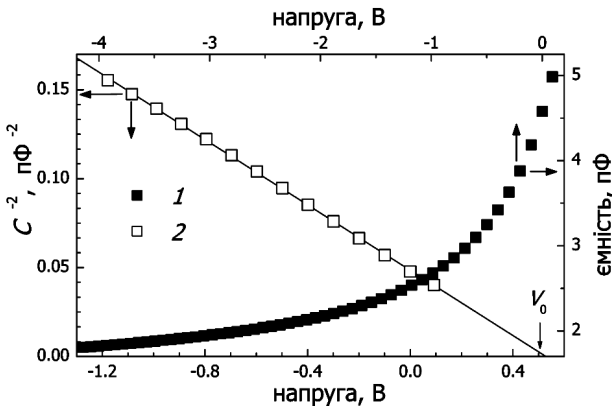


Рис. 2. Залежність ємності Мо/n-Si діодів Шотки  $C$  (крива 1) та величини  $C^{-2}$  (2) від прикладеної напруги.  $T = 295$  К. Точки – експеримент, пряма – лінійна апроксимація 2

зміщеннях пряма ділянка ВАХ не є лінійною – див. вставку на рис. 1.

Для визначення апроксимаційних параметрів використовувалась така процедура. На прямій ВАХ виділялись дві ділянки: перша, для якої  $10^{-5}$  А <  $I$  <  $10^{-2}$  А, та друга, де  $10^{-9}$  А <  $I$  <  $10^{-7}$  А. Спираючись на дані першої, виконувалась побудова залежності величини  $\ln I/[1 - \exp(-qV/kT)]$  від  $V$ , яка надалі апроксимувалась прямою, кутовий та вільний коефіцієнт якої і були пов'язані з  $n_1$  та  $I_{S1}$  відповідно. Спираючись на дані другої ділянки ВАХ і використовуючи методи Чюнга [21] та Громова [22], визначалась величина  $R_S$ . Використання двох методів мало на меті підвищити достовірність отриманих даних і воно показало, що отримані обома шляхами значення близькі (у межах 10%) між собою. Після визначення  $R_S$ , значення  $V$  на другій ділянці замінювалось на ефективну напругу  $V^* = V - IR_S$  і для знаходження  $I_{S2}$  та  $n_2$  використовувалась процедура, описана вище.

На рис. 1 наведено приклад апроксимації експериментальної прямої ВАХ при одній з температур за формулою (4) з використанням параметрів, отриманих за описаною методикою. Видно гарний збіг розрахованої кривої та експериментальних точок.

Спираючись на вираз (2) та отримані значення  $I_{S1}$  та  $I_{S2}$  були також визначені значення ВБШ при нульовому зміщенні  $\Phi_{b1}$  та  $\Phi_{b2}$  відповідно. Під час розрахунків вважалося, що для n-Si  $A^* = 112$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup> [23],  $S = 3,14 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>.

Для контролю рівня легування були виконані вимірювання вольт-фарадних характеристик (ВФХ) досліджуваних структур при кімнатній температурі ( $T = 295$  К) – рис. 2. Дослідження показали, що концентрація носіїв в епітаксійному шарі  $N_D = 1,3 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>. Крім того, за допомогою виразу [3, 23]:

$$\Phi_{b,CV} = V_n + V_0 + kT/q, \quad (5)$$

було визначено ВБШ  $\Phi_{b,CV} = (0,689 \pm 0,002)$  В. У (5):  $qV_n = kT \ln(N_C/N_D)$  – різниця енергій між дном зони провідності та положенням рівня Фермі,  $N_C$  – ефективна густина станів біля дна зони провідності,  $V_0$  – абсциса точки перетину з віссю напруг прямої, яка апроксимує залежність  $1/C^2$  ( $C$  – ємність діода Шотки) від напруги зворотного зміщення. Зазначимо, що визначена таким способом ВБШ має перевищувати величину, отриману за допомогою ВАХ [3].

### 3. Результати та їх обговорення

Розглянемо спочатку особливості струму, переважаючого при високих температурах та великих зміщеннях ( $I_1$ ). Отримані температурні залежності параметрів наведено на рис. 3. Як видно, величина  $\Phi_{b1}$  з підвищенням температури зростає. Експериментально показано [24, 25], що при підвищенні температури в реальних структурах з однорідним бар'єром Шотки при домінуванні ТЕ має спостерігатися зворотна тенденція, причому температурні коефіцієнти зменшення ВБШ та ширини забороненої зони  $E_G$  дуже близькі між собою. З іншого боку, відомо, що ВБШ, визначена за допомогою ВАХ, може відрізнятись від реальної. Зокрема, в роботі [26] стверджується про необхідність проведення вимірів при сталому струмі через контакт і пропонується для оцінки ефективної висоти бар'єра  $\Phi_{bef}$  використовувати вираз

$$\Phi_{bef} = n_{IC} \Phi_b - (n_{IC} - 1) \cdot (kT/q) \cdot \ln(SA^*T^2/I_C), \quad (6)$$

де  $n_{IC}$  – фактор неідеальності за певного сталого значення струму  $I_C$ . В роботі [26] показано, що у випадку ТЕ через однорідний контакт  $\Phi_{bef}$  майже збігається за величиною з реальною висотою бар'єра і має з нею однакову температурну залежність.

Нами було проведено обчислення  $\Phi_{bef}$  згідно з формулою (6) при  $I_C = 10^{-3}$  А – рис. 3, крива 3.

Для порівняння, на цьому рисунку також наведена температурна залежність  $E_G$ ; при її побудові вважалося, що  $E_G(T) = E_G(0) - \gamma T^2 / (T + \beta)$ , де  $E_G(0) = 1,17$  eВ,  $\beta = 636$  К,  $\gamma = 4,73 \cdot 10^{-4}$  eВ·К<sup>-2</sup> [27]. Видно, що хоча величина  $\Phi_{\text{bef}}$  і змінюється в значно меншому діапазоні, проте її температурна залежність також відрізняється від поведінки  $E_G$ , особливо при низьких температурах.

З іншого боку, відомий [3, 23] спосіб визначення  $A^*$  – побудова залежності Річардсона, тобто залежності величини  $\ln(I_S/T^2)$  від  $(kT)^{-1}$  (рис. 4, крива 1). Згідно з (2), вона має описуватись виразом

$$\ln(I_S/T^2) = \ln(SA^*) - q\Phi_b/(kT). \quad (7)$$

Як видно, лінійна залежність дійсно спостерігається, але не у всьому діапазоні температур, а у двох піддіапазонах окремо. Розрахунки за формулою (7) показали, що  $\Phi_{bR,I} = (0,141 \pm 0,004)$  В,  $A_{R,I}^* = (3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup> та  $\Phi_{bR,II} = (0,599 \pm 0,003)$  В,  $A_{R,II}^* = (30 \pm 10)$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup> при температурах 130–220 К та 230–330 К відповідно. Очевидно, що значення  $A_{R,II}^*$ , і, особливо,  $A_{R,I}^*$  відрізняються від літературних даних.

У роботі [28] показано, що у випадку суттєвого відхилення від ідеальності для визначення  $A^*$  доцільно використовувати видозмінену залежність Річардсона, відкладаючи по осі абсцис не  $(kT)^{-1}$ , а  $(nkT)^{-1}$ . Проте для нашого випадку і видозмінена залежність Річардсона (рис. 4, крива 2) не є лінійною.

Узагальнюючи наведене вище, необхідно визнати, що отримані результати неможливо пояснити з точки зору теорії ТЕ через однорідний контакт. З іншого боку, останнім часом для пояснення ВАХ реальних структур метал–напівпровідник все частіше використовується модель неоднорідного бар'єра Шотки [11–13]. Так, згідно з моделлю, запропонованою в [11], якщо ВВШ описується розподілом Гауса, то в межах теорії ТЕ має виконуватися [11, 16–18]:

$$\Phi_b = \Phi_b^0 - q\sigma_\Phi^2 / (2kT), \quad (8)$$

де  $\Phi_b^0$  – середнє значення ВВШ,  $\sigma_\Phi$  – стандартне відхилення висоти бар'єра, показник однорідності контакту. Відповідна залежність в нашому випадку наведена на рис. 5 (крива 1). Видно, що дійсно спостерігається лінійна залежність, правда в двох окремих температурних діапазонах

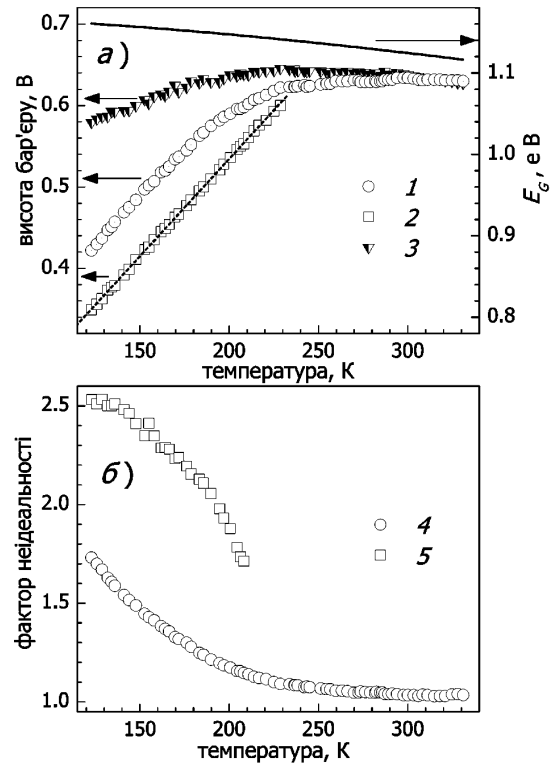


Рис. 3. Температурні залежності висоти бар'єра (а) та фактора неідеальності (б) Мо/n-Si діодів Шотки: 1 –  $\Phi_{b1}$ , 2 –  $\Phi_{b2}$ , 3 –  $\Phi_{\text{bef}}$ , 4 –  $n_1$ , 5 –  $n_2$ . Пунктир – лінійна апроксимація кривої 2. Також наведено температурну залежність ширини забороненої зони Si (а, суцільна лінія)

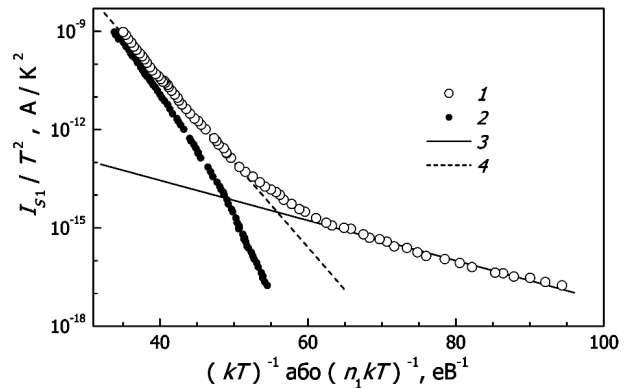


Рис. 4. Звичайна (1) та видозмінена (2) залежності Річардсона для  $I_1$ . Прямі – лінійна апроксимація даних кривої 1 в діапазонах  $T = 130$ – $220$  К (3) та  $T = 230$ – $330$  К (4)

$T = 130$ – $220$  К та  $T = 230$ – $330$  К. Шляхом лінійної апроксимації відповідно до (8) було визначено, що для першого діапазону  $\Phi_{bT,I}^0 = (0,872 \pm 0,003)$  В,

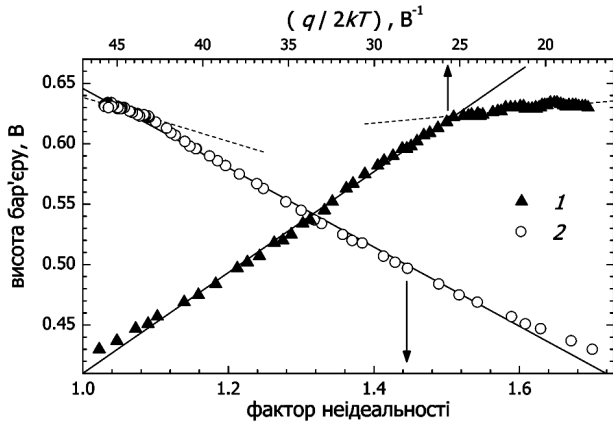


Рис. 5. Залежність величини  $\Phi_{b1}$  від оберненої подвійної температури (1) та  $n_1$  (2). Прямі – лінійна апроксимація у діапазонах  $T = 130\text{--}220$  К (суцільні) та  $T = 230\text{--}330$  К (пунктир)

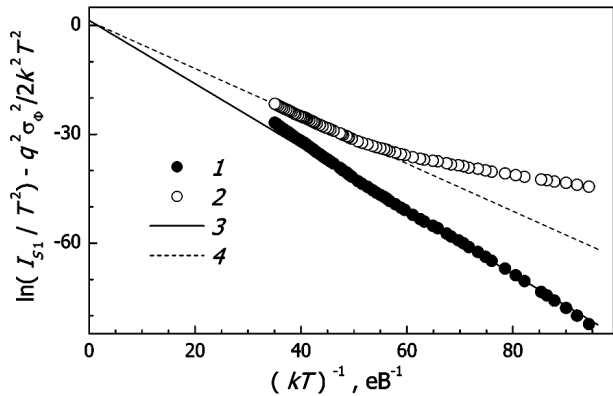


Рис. 6. Модифіковані залежності Річардсона (10) для  $I_{S1}$ .  $\sigma_{\Phi}$ , В: 0,099 (1) та 0,036 (2), 3 та 4 – лінійна апроксимація кривих 1 та 2 у діапазонах  $T = 130\text{--}220$  К та  $T = 230\text{--}330$  К відповідно

$\sigma_{\Phi, I} = (0,099 \pm 0,001)$  В, а для другого –  $\Phi_{bT, II}^0 = (0,656 \pm 0,003)$  В,  $\sigma_{\Phi, II} = (0,036 \pm 0,004)$  В.

Відповідно до іншої моделі неоднорідного контакту Шотки [12, 13], ВВШ вважається однаковою на всій межі МН, крім невеликих за площею ділянок (патчів), де значення ВВШ менше. Ділянки можуть відрізнятися між собою площею та ВВШ, причому відповідний характерний параметр описується розподілом Гауса [13]. У низці робіт [19, 20] показано, що ці теорії можуть бути використані сумісно, причому у випадку наявності ділянок неоднорідності також має виконуватися (8), а величина  $\Phi_b^0$  має зміст ВВШ в однорідній області.

### 130

У роботах [13, 14, 28] показано, що для випадку контакту з локальними неоднорідностями залежність між отриманими з аналізу ВАХ величинами  $\Phi_b$  та  $n$  має бути лінійною, причому  $\Phi_b = \Phi_b^0$  при  $n = n_{if}$ , де  $n_{if}$  – величина фактора неідеальності з врахуванням впливу сил зображення, згідно з [14]:

$$n_{if} = 1 + \frac{1}{4} \left[ \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3 \varepsilon_0^3 V_{bb}^3} \right]^{1/4}, \quad (9)$$

а  $V_{bb} = (\Phi_b^0 - V_n - V)$  – вигин зон напівпровідника поблизу контакту,  $\varepsilon_s$  – діелектрична проникність напівпровідника,  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала). На залежності  $\Phi_{b1}$  від  $n_1$  (рис. 5, крива 2), як і в попередніх випадках, спостерігаються дві лінійні області зі зломом при  $T \sim 225$  К. Шляхом екстраполяції отримано, що  $\Phi_{bn, I}^0 = (0,646 \pm 0,005)$  В при  $T = 130\text{--}220$  К та  $\Phi_{bn, II}^0 = (0,64 \pm 0,02)$  В при  $T = 230\text{--}330$  К.

Взявши до уваги (2) та (8), можна для випадку бар'єра з неоднаковими ділянками неоднорідності залежність Річардсона записати у модифікованому вигляді [16, 17]:

$$\ln \left( \frac{I_S}{T^2} \right) - \left( \frac{q^2 \sigma_{\Phi}^2}{2k^2 T^2} \right) = \ln(SA^*) - \frac{q\Phi_b^0}{kT}. \quad (10)$$

Відповідні графіки, побудовані з використанням отриманих значень  $\sigma_{\Phi, I}$  і  $\sigma_{\Phi, II}$ , показано на рис. 6. Лінійна апроксимація отриманих кривих у температурних діапазонах, відповідних тим, в яких були визначені  $\sigma_{\Phi, I}$  і  $\sigma_{\Phi, II}$ , дозволили визначити величини  $\Phi_{bRM, I}^0 = (0,874 \pm 0,004)$  В,  $A_{RM, I}^* = (125 \pm 20)$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup> (при  $T = 130\text{--}220$  К) і  $\Phi_{bRM, II}^0 = (0,655 \pm 0,003)$  В,  $A_{RM, II}^* = (110 \pm 10)$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup> (при  $T = 230\text{--}330$  К). Зауважимо, що величини  $A_{RM, I}^*$  та  $A_{RM, II}^*$  в межах похибок практично збігаються з літературними даними. Отримані різними способами величини зведено до табл. 1.

Як відомо, температурна залежність фактора неідеальності залежить від механізму перенесення заряду. Наприклад, коли домінуючим механізмом є термопільова емісія (ТПЕ) або тунелювання за участю глибоких рівнів, то [3, 7]:

$$n = E_{00}/(kT) \coth [E_{00}/(kT)], \quad (11)$$

де  $E_{00}$  – характеристична енергія. Зауважимо, що при ТПЕ  $E_{00} = (\hbar/2)[N_D/(m^* \varepsilon_s \varepsilon_0)]^{1/2}$  ( $m^*$  – ефективна маса електрона,  $m^* = 1,08 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг) і

Таблиця 1. Визначені параметри Мо/*n*-Si діодів Шотки

Метод визначення	Висота бар'єра, В		Стала Річардсона, А·см <sup>-2</sup> К <sup>-2</sup>	
	130–220 К	230–330 К	130–220 К	230–330 К
Залежність Річардсона	0,141	0,599	3,7 · 10 <sup>-10</sup>	32
Залежність $\Phi_b - n$	0,646	0,64		
Залежність $\Phi_b - 1/(kT)$	0,872	0,656		
Модифікована залежність Річардсона	0,874	0,655	125	110
ВФХ		0,689		
Літературні дані [23]			112	

тому для досліджуваних зразків і температурного діапазону в цьому випадку мало б бути  $n \approx 1$ . У випадку ж переважання ТЕ для реальних контактів температурну залежність  $n$  часто записують у вигляді [3]:

$$n = 1 + T_0/T, \quad (12)$$

де  $T_0$  – певна константа. Показано [12, 13, 19], що за наявності неоднакових патчів

$$T_0 = q\sigma_{\Phi}^2/(3kV_{bb}). \quad (13)$$

На рис. 7 наведено залежність отриманого оберненого нахилу ВАХ  $nkT$ , а також ряд кривих, розрахованих за формулами (11) та (12). Як видно, при високих температурах отримані дані для  $n_1$  задовільно описуються виразом (12) при  $T_0 = 12$  К. З іншого боку, розрахунки за (13) з використанням отриманих значень  $\Phi_{bT,II}^0$  і  $\sigma_{\Phi,II}$ , показують, що для температурного діапазону 230–330 К в рамках моделі з локальними неоднорідностями очікується досить близька величина  $T_{0,теор} \approx 11$  К.

Таким чином, наведені вище результати свідчать про те, що струм  $I_1$  може бути описаний в рамках моделі ТЕ через неоднорідний бар'єр. Додатковим аргументом на користь даного висновку є також якісний збіг звичайної і видозміненої залежностей Річардсона (рис. 4) та температурної залежності  $n_2$  у діапазоні 130–220 К (рис. 7) з очікуваними в рамках цієї моделі (рис. 11, *b* в [13] та рис. 3 в [14]). Принагідно зауважимо, що у випадку, коли ВВШ визначається за допомогою ВФХ, то вплив неоднорідностей незначний [17, 29] і тому  $\Phi_{b,CV}$  можна порівнювати з отриманими на основі ВАХ значеннями  $\Phi_b^0$ .

Єдине, що потребує більш детальної уваги – відмінність між значеннями  $\Phi_b^0$  та  $\sigma_{\Phi}$  в різних температурних діапазонах, яка не передбачається в рамках теорії неоднорідного контакту. Водночас зазначимо, що подібна ситуація спостерігалася на практиці і раніше, наприклад, в [16–18, 30]. Пояснювались такі явища домінуванням при низьких температурах інших, порівняно з ТЕ, механізмів: ТПЕ [16, 18], тунелювання [17] чи рекомбінаційних процесів [18]. Проте, на нашу думку, в даному випадку збіг отриманих значень  $A_R^*$  з літературними свідчить про застосовність саме ТЕ теорії. Причиною зміни нахилів залежностей на рис. 5 може бути збільшення швидкості емісії електронів дефектами на межі МН. Дійсно, звільнення рівнів окремих дефектів при  $T \approx 225$  К має стати причиною зменшення ВВШ, а також того, що частина ділянок неоднорідності, в околі яких концентрація по-

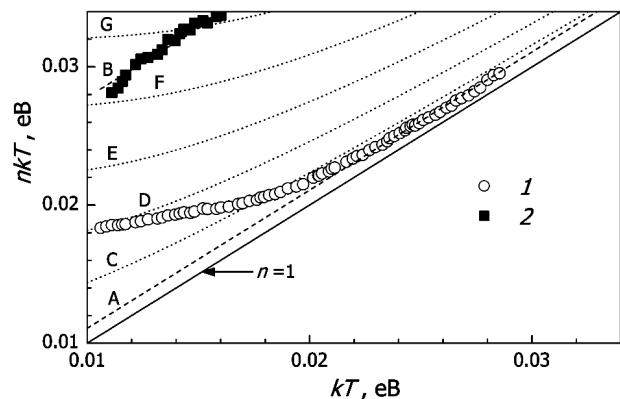


Рис. 7. Температурна залежність оберненого нахилу ВАХ: 1 –  $n_1$ ; 2 –  $n_2$ . Пунктир – теоретичні криві відповідно до формул (12) (А та В) та (11) (С–Г).  $T_0$ , К: 12 (А), 206 (В).  $E_{00}$ , мВ: 12 (С), 17 (D), 22 (Е), 27 (F), 32 (G). Також наведено ідеальний випадок ( $n = 1$ ) – пряма суцільна лінія

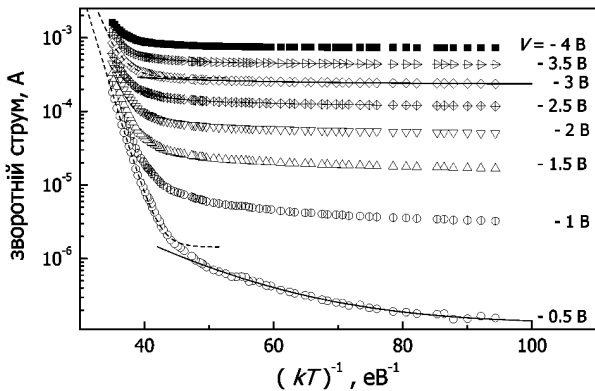


Рис. 8. Температурна залежність зворотного струму Mo/n-Si діодів Шотки при різних зміщеннях. Точки – експеримент, лінії – апроксимація згідно з (15) (суцільні при  $T = 130\text{--}220\text{ K}$ , пунктирні при  $T = 230\text{--}330\text{ K}$ )

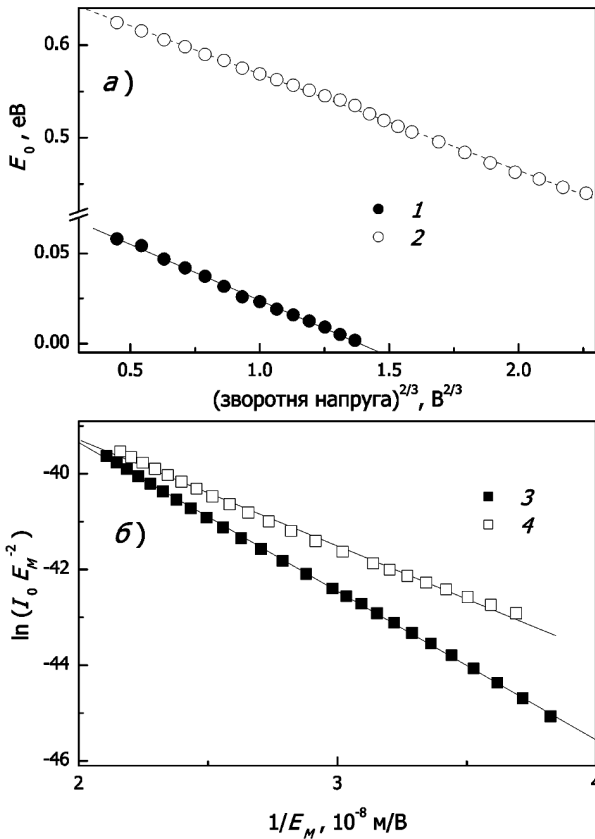


Рис. 9. Польові залежності характеристичної енергії (а) та температурно незалежної компоненти зворотного струму в координатах Фаулера–Нордгейма (б) при  $T = 130\text{--}220\text{ K}$  (1, 3) та  $T = 230\text{--}330\text{ K}$  (2, 4). Точки – експеримент, прямі – лінійна апроксимація

дібних дефектів підвищена, перестане бути зонами полегшеного проходження струму внаслідок ефективного захоплення дрейфуючих електронів патчками. В результаті, у більш високотемпературному діапазоні  $\sigma_{\Phi}$  має зменшуватися, що і спостерігається на експерименті.

Розглянемо тепер струм, превалюючий при малих зміщеннях у низькотемпературній області ( $I_2$ ). В роботі [13] показано, що у випадку неоднорідного контакту такий додатковий, порівняно з  $I_1$ , струм може з'являтися саме при низьких температурах завдяки проходженню носіїв через області неоднорідності. При цьому очікується, що для відповідної ділянки ВАХ фактор неідеальності має значно перевищувати одиницю, а також має спостерігатися суттєвий вплив послідовного опору. Саме це і було виявлено в наших дослідженнях – див. рис. 1 та 3. У випадку, коли струм через патчі визначається ТЕ, то

$$I_S = S f_p A^* T^2 \exp[-q\Phi_{b,p}/(kT)], \quad (14)$$

де  $f_p$  – множник, який враховує площу ділянок неоднорідності,  $\Phi_{b,p}$  – середнє значення ВБШ в цій області. Як видно з рис. 3, ВБШ  $\Phi_{b2}$  визначена на основі (2) є лінійною функцією температури:  $\Phi_{b2} = a_{\Phi} + b_{\Phi} \cdot T$ , де  $a_{\Phi} = 0,056 \pm 0,001\text{ V}$ ,  $b_{\Phi} = 2,4 \cdot 10^{-3}\text{ V/K}$ . Порівнюючи (2) та (14) можемо записати,  $f_p = \exp(-qb_{\Phi}/k) \approx 10^{-12}$ ,  $\Phi_{b,p} = a_{\Phi} = 0,056\text{ V}$ . Щодо величини  $n_2$ , то її температурна залежність також добре описується формулою (12) при  $T_0 = 206 \pm 5\text{ K}$  – рис. 7.

На рис. 8 наведено залежності зворотного струму досліджуваних структур при  $V = -(0,5\text{--}4,0)\text{ V}$  від оберненої температури. Встановлено, що в даному випадку також доцільно розглядати два температурних піддіпазони  $130\text{--}220\text{ K}$  та  $230\text{--}330\text{ K}$ , причому в кожному з них температурна залежність зворотного струму при сталій напрузі добре апроксимується виразом

$$I = CT^2 \exp[-E_0/(kT)] + I_0, \quad (15)$$

де перший доданок описує ТЕ компоненту струму, а другий ( $I_0$ ) – температурно-незалежну,  $C$  та  $E_0$  також не залежать від температури.

Виявлена залежність характеристичної енергії  $E_0$  від прикладеної напруги є свідченням зміни ВБШ. Відомо [3, 13, 31], що зменшення висоти бар'єра при зворотному зміщенні може від-

буватися під дією сил зображення (при цьому зміна ВВП  $\Delta\Phi_b \sim V^{1/4}$ ), електричного поля ( $\Delta\Phi_b \sim V^{1/2}$ ), а також за рахунок впливу областей неоднорідності. В останньому випадку  $\Delta\Phi_b \sim V^{2/3}$ , а коефіцієнт пропорційності залежить від параметрів цих локальних ділянок [13]. Для досліджених структур  $E_0$  набуває різних значень в кожному з температурних діапазонів, проте при збільшенні зворотного зміщення в обох випадках зменшується, лінійно спадаючи з зростанням  $V^{2/3}$  – див. рис. 9,а. Таким чином, аналіз зворотних ВАХ також підтверджує, що струм через досліджувані структури може бути описаний у рамках теорії неоднорідного контакту з патчами, вплив яких на зарядоперенесення змінюється поблизу температури 225 К.

Виявлено, що при збільшенні зміщення відносний внесок температурно-незалежної компоненти зворотного струму зростає. На рис. 9,б наведено польові залежності струму  $I_0$  в координатах Фаулера–Нордгейма  $\ln(I_0/E_M^2) - (1/E_M)$ , де  $E_M = [2qN_D V_{bb}/(\epsilon_s \epsilon_0)]^{1/2}$  – напруженість електричного поля на межі поділу метал–напівпровідник [3]. При розрахунках  $E_M$  використовувались отримані значення  $\Phi_{bT}^0$  та середні значення  $V_n$  у відповідному температурному діапазоні. Лінійність залежностей на рис. 9,б та незалежність величини  $I_0$  від температури свідчать про тунельний характер відповідної компоненти струму.

#### 4. Висновки

У даній роботі проведено експериментальне дослідження прямих і зворотних ВАХ структур Мо/n-Si з бар'єром Шотки в діапазоні температур 130–330 К. Виявлено, що при підвищенні температури має місце збільшення висоти бар'єра, в той час як для фактора неідеальності спостерігається зворотна тенденція. Показано, що отримані результати можна пояснити у рамках моделі термоелектронної емісії через контакт, що містить локальні області зі знизеним значенням висоти бар'єра. Визначено висоту бар'єра в однорідній області контакту та стандартне відхилення ВВП: 0,872 В та 0,099 В при 130–220 К і 0,656 В та 0,036 В при 230–330 К відповідно. Використовуючи модифіковану залежність Річардсона визначено сталу Річардсона –  $(115 \pm 10)$  А·см<sup>-2</sup>К<sup>-2</sup>. Визначено середню висоту бар'єра в області неоднорідності – 0,056 В. Показа-

но, що зворотний струм пов'язаний з термоемісією через неоднорідний бар'єр та тунелюванням, причому при збільшенні зміщення відносний внесок другого механізму зростає.

Автор вдячний А.Б. Надточію за допомогу під час проведення вимірювання ВФХ.

1. J.P. Colinge and C.A. Colinge, *Physics of Semiconductor Device* (Kluwer, Dordrecht, 2002).
2. В.И. Стриха, *Контактные явления в полупроводниках* (Выща школа, Киев, 1982).
3. E.H. Rhoderick and R.H. Williams, *Metal Semiconductor Contacts* (Clarendon, Oxford, 1988); S.M. Sze, *Semiconductor Devices: Physics and Technology* (Wiley, NewYork, 1985).
4. E. Arslan, S. Altindal, S. Ozcelik, and E. Ozbay, *J. Appl. Phys.* **105**, 023705 (2009).
5. D. Donoval, A. Chvala, R. Sramaty, J. Kovac, J.-F. Carlin, N. Grandjean, G. Pozzovivo, J. Kuzmik, D. Pogany, G. Strasser, and P. Kordos, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 223501 (2010).
6. S. Huang *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **24**, 055005 (2009).
7. V.V. Evstropov, Yu.V. Zhilyaev, M. Dzhumayeva, and N. Nazarov, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **31**, 152 (1997).
8. C.H. Lee and K.S. Lim, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 569 (1999).
9. D.M. Sathaiyaa and S. Karmalkar, *J. Appl. Phys.* **99**, 093701 (2006).
10. J.W.P. Hsu, M.J. Manfra, R.J. Molnar, B. Heying, and J.S. Speck, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 79 (2002).
11. J.H. Werner and H.H. Guttler, *J. Appl. Phys.* **69**, 1522 (1991).
12. J.P. Sullivan, R.T. Tung, M.R. Pinto, and W.R. Graham, *J. Appl. Phys.* **70**, 7403 (1991).
13. R.T. Tung, *Phys. Rev. B* **45**, 13509 (1992).
14. K. Sarpatwari, S.E. Mohney, and O.O. Awadelkarim, *J. Appl. Phys.* **109**, 014510 (2011).
15. M. Biber, O. Gullu, S. Forment, R.L. Van Meirhaeghe, and A. Turut, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 1 (2006).
16. I. Tascioglu, U. Aydemir, and S. Altindal, *J. Appl. Phys.* **108**, 064506 (2010).
17. N. Yildirim, K. Ejderha, and A. Turut, *J. Appl. Phys.* **108**, 114506 (2010).
18. M. Mamor, *J. Phys. Condens. Matter* **21**, 335802 (2009).
19. F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, and V. Raineri, *J. Appl. Phys.* **102**, 113701 (2007).
20. F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, and V. Raineri, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 092119 (2007).
21. S.K. Cheung and N.W. Cheung, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 85 (1986).



22. D. Gromov and V. Pugachevich, *Appl. Phys. A* **59**, 331 (1994).
23. D.K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization, 3-rd edition* (John Wiley and Sons, Hoboken, New Jersey, 2006).
24. S. Zhu, R.L. Van Meirhaeghe, C. Detavernier, G.-P. Ru, B.-Z. Li, and F. Cardon, *Solid State Commun.* **112**, 611 (1999).
25. M.O. Aboelfotoh, *J. Appl. Phys.* **66**, 262 (1989).
26. V.G. Bozhkov and A.V. Shmargunov, *J. Appl. Phys.* **109**, 113718 (2011).
27. T. Markvart and L. Castaner, *Practical Handbook of Photovoltaics. Fundamentals and Application* (Elsevier, New York, 2003).
28. R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, and W. Monch, *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 1221 (1997).
29. T.P. Chen, T.C. Lee, C.C. Ling, C.D. Beling, and S. Fung, *Solid State Electron.* **36**, 949 (1993).
30. Y.-L. Jiang, G.-P. Rua, F. Lu, X.-P. Qu, B.-Z. Li, and S. Yang, *J. Appl. Phys.* **93**, 866 (2003).
31. J.M. Andrews and M.P. Lepselter, *Solid State Electron.* **13**, 1011 (1970).

Одержано 13.02.12

О.Я. Олих

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА  
В СТРУКТУРАХ Mo/*n*-Si С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

## Резюме

В работе экспериментально исследованы прямые и обратные вольт-амперные характеристики структур Mo/*n*-Si

с барьером Шоттки в диапазоне температур 130–330 К. Обнаружено, что при повышении температуры имеет место увеличение высоты барьера Шоттки и уменьшение фактора неидеальности. Полученные результаты проанализированы в рамках модели неоднородного контакта. Определены среднее значение и стандартное отклонение высоты барьера Шоттки: 0,872 В и 0,099 В при  $T = 130\text{--}220$  К и 0,656 В и 0,036 В при  $T = 230\text{--}330$  К соответственно. Показано, что при обратном смещении основными процессами перенесения заряда является термоэлектронная эмиссия через неоднородный барьер и туннелирование.

О. Ya. Olikh

FEATURES OF CHARGE TRANSPORT IN Mo/*n*-Si  
STRUCTURES WITH A SCHOTTKY BARRIER

## Summary

Forward and reverse current-voltage characteristics of Mo/*n*-Si Schottky barrier structures have been studied experimentally in the temperature range 130 ÷ 330 K. The Schottky barrier height is found to increase and the ideality factor to decrease, as the temperature grows. The obtained results are analyzed in the framework of a non-uniform contact model. The average value and the standard deviation of a Schottky barrier height are determined to be 0.872 and 0.099 V, respectively, at  $T = 130\text{--}220$  K and 0.656 and 0.036 V, respectively, at  $T = 230\text{--}330$  K. Thermionic emission over the non-uniform barrier and tunneling are shown to be the dominant processes of charge transfer at a reverse bias voltage.