

ЗАСОБИ ВИМІРЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ВЕЛИЧИН

УДК 536.53

ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ДІОДНИХ СЕНСОРІВ ТЕМПЕРАТУРИ

© Яцук Юрій, 2007

Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра інформаційно-вимірювальних технологій,
вул. С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

*Отримано та проаналізовано вирази для визначення методичних похибок діодних сенсорів температури із
урахуванням їхніх реальних електрофізичних параметрів.*

*Получены и проанализированы соотношения для определения методических погрешностей диодных сенсоров
температуры с учётом их реальных электрофизических параметров.*

*The mathematical expressions to determine of diode temperature sensors methodical errors caused their real
electrophysical internal parameters are proposed and analyzed in this paper.*

Аналіз останніх публікацій. Завдяки низці істотних переваг діодні сенсори температури знаходять щораз ширше застосування. Показано, що серед відомих математичних моделей [1, 2] перевагу необхідно віддати моделі, запропонованій В. Василюком [1], оскільки їй притаманна зручність у практичному використанні та достатньо висока точність [3]. Однак параметри таких моделей індивідуальні для кожного діодного сенсора температури (ДСТ), що на практиці здебільшого призводить до необхідності підстроювання функції передачі термометра [4, 5]. Під час використання методу модуляції вимірювальних струмів показано, що теоретично можна забезпечувати уніфікацію характеристик перетворення термометрів з похибкою, не більшою за $\pm 0,1$ К у діапазоні вимірювання $(-60\dots+200)$ °С [6]. На практиці спостерігається дещо більше значення похибки – до $\pm 0,3$ К під час використання ДСТ на основі серійних діодів у діапазоні вимірювання $(0\dots+100)$ °С [7, 8].

Постановка задачі досліджень. Основною метою цієї статті є уточнення математичної моделі ДСТ із урахуванням параметрів реальних діодів.

Виклад основного матеріалу. Як відомо, струм прямозміщеного р–n–переходу визначається трьома складовими – тепловою дифузійною, дрейфовою та рекомбінаційною. Тепловий струм I_s р–n–переходу за

кімнатних температур I_x не є основним у S_i р–n–переході, його зазвичай подають виразом [9, 10]

$$I_s = Sq \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \cdot \frac{n_i^2}{n_{n0}}} \cdot \left(e^{\frac{U_d}{\phi_T}} - 1 \right), \quad (1)$$

де S – площа р–n–переходу; q – заряд електрона; D_p , τ_p – відповідно коефіцієнт дифузії та час життя неосновних носіїв у базі; n_{n0} – початкова концентрація електронів у базі; n_i – концентрація носіїв у власному напівпровіднику; U_d – напруга на р–n–переході; $\phi_T = kT_x/q$ – температурний потенціал; k – стала Больцмана.

Коефіцієнт дифузії апроксимується виразом [9, 10]

$$D_p = D_0 \left(\frac{T_0}{T_x} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{N_0}{N_d} \right)^{1/3} \quad (2)$$

де D_0 – коефіцієнт дифузії за кімнатної температури T_0 (зазвичай $T_0 = 300$ К); N_0 – початкова концентрація домішок; N_d – поточна концентрація домішок.

В електронному напівпровіднику концентрація електронів n набагато більша від концентрації домішок p_i , її можна прийняти такою, що дорівнює концентрації N_d донорних домішок [9, 10]. Концентрацію носіїв у власному напівпровіднику визначають за виразом

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \cdot e^{-\frac{E_k}{2\phi_T}}, \quad \text{де } N_c, N_v \text{ – ефективні густини}$$

станів в зоні провідності та валентній зоні напівпровідника; $E_k = E_{k0} + aT_x^2 / (b + T_x)$ – ширина забороненої зони напівпровідника; E_{k0} – значення ширини забороненої зони, екстрапольоване до абсолютного нуля [10]; a, b – сталі коефіцієнти. Дрейфова складова струму визначається виразом (1), помноженим на коефіцієнт інжекції k_{ig} , значення якого можна подати як відношення струму неосновних носіїв до повного струму р-n-переходу [9, 10]

$$k_{ig} = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{\Delta p(0)}{n_0} = \frac{n_i^2}{N_a N_d} \cdot \frac{I}{I_S}, \quad (3)$$

де I_p, I_n – відповідно діркова та електронна складові струму; $\Delta p(0)$ – надлишкова концентрація неосновних носіїв на границі база-емітер.

Струм рекомбінації визначається виразом [8, 9]

$$I_R = \frac{\pi q S \omega n_i \varphi_T}{2\tau_p (\Delta\varphi - U_d)} \left(e^{\frac{U_d}{2\varphi_T}} - 1 \right), \quad (4)$$

де ω – товщина р-n-переходу; $\Delta\varphi = \frac{kT_x}{q} \ln \frac{p_{p0} n_{no}}{n_i^2}$ – контактна різниця потенціалів; p_{p0} – початкова концентрація дірок в емітері (на практиці приймають [9, 10] $p_{p0} = N_A$, де N_A – концентрація акцепторних домішок в емітері).

За змінного рівня інжекції спостерігається й ефект модуляції опору бази R_B [9, 10]

$$R_B = \frac{R_{B0}}{\sqrt{1+k^2}/m} \cdot \ln \frac{e^{1/m} (1+k + \sqrt{1+k^2}) + (1-k - \sqrt{1+k^2})}{e^{1/m} (1+k - \sqrt{1+k^2}) + (1-k + \sqrt{1+k^2})}, \quad (5)$$

де R_{B0} – опір бази за низького рівня інжекції; $m = \sqrt{\varphi_T \mu_p \tau_p}$; τ_p – час життя дірок; $\mu_p = \mu_{op} (T_o/T_x)^{2.3}$ – рухливість дірок; μ_{op} – рухливість дірок за температури T_o (зазвичай $T_o = 300$ К); $k = \frac{b+1}{b} \cdot \frac{k_{ig}}{\text{sh}(l/m)}$; $b = \mu_n/\mu_p$; $\mu_n = \mu_{on} (T_o/T_x)^{2.6}$ – рухливість електронів; μ_{on} – рухливість електронів за температури T_o (зазвичай $T_o = 300$ К).

Відзначимо, що високий рівень інжекції спостерігається у всьому практичному діапазоні використання ДСТ. Дійсно, низький рівень інжекції відзначається за густини струму через р-n-перехід ($10^{-1} \dots 10^{-3}$) А/см², для типової площі р-n-переходу $S = 9 \cdot 10^{-4}$ см² [11] граничне значення струму становитиме $I_d = (0,9 \dots 9 \cdot 10^{-4})$ mA. Отже, вже за значень струмів понад 1 мкА може спостерігатись високий рівень інжекції.

Еквівалентна схема прямозмщеного реального діода подана на рис.1 [10]. Особливістю цієї схеми є урахування опору витоку R_V р-n-переходу, який передовсім пов'язується з поверхневими витоками адсорбцією поверхнею газів з докілья, впливом на поверхню зовнішніх випромінень (світлових, іонізаційних тощо) [9, 10]. Отже, опір витоку є дуже нестабільним параметром, що має великий розкид від зразка до зразка та може істотно змінюватись із змінами умов докілья.

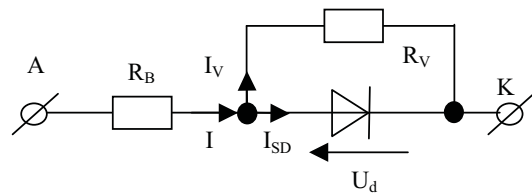


Рис. 1. Еквівалентна статична модель реального діодного сенсора температури

Термометричний параметр – спад напруги на р-n-переході реального ДСТ U_{AK} – визначимо із системи рівнянь

$$\begin{cases} I = I_V + I_d \\ I_d = I_{SD} \left(e^{\frac{U_d - U_{AK}}{\varphi_T}} - 1 \right) + I_R \left(e^{\frac{U_d - U_{AK}}{2\varphi_T}} - 1 \right) \end{cases}, \quad (6)$$

де $I_V = U_d/R_V$ – струм витоку реального ДСТ; I_d – струм через р-n-перехід; $U_{AK} = I(R_A + R_B + R_K)$ – спад напруги на опорах виводів бази R_A та емітера R_K і власне бази R_B ; I – струм, що протікає через реальний діод.

З системи рівнянь (6) запишемо трансцендентне рівняння

$$I = \frac{U_d}{R_V} + I_{SD} \left(e^{\frac{U_d - U_{AK}}{\varphi_T}} - 1 \right) + I_R \left(e^{\frac{U_d - U_{AK}}{2\varphi_T}} - 1 \right), \quad (7)$$

з якого можна визначити спад напруги U_d на реальному ДСТ. Це є квадратне рівняння відносно експоненти $e^{\frac{U_d - U_{AK}}{2\varphi_T}} > 0$, тому фізичний зміст у ньому має тільки додатний корінь, оскільки його

$$\text{дискримінант } D = \left(\frac{I_R}{2I_{SD}} \right)^2 + \frac{I + I_R}{I_{SD}} + 1 - \frac{U_d}{I_{SD} R_V} \geq \frac{I_R}{2I_{SD}} \text{ є додатним для будь-яких значень}$$

конструктивних та електрофізичних параметрів діода

$$U_d = IR_{AK} +$$

$$+ 2\varphi_T \ln \left[\sqrt{\left(\frac{I_R}{2I_{SD}}\right)^2 + \frac{I+I_R}{I_{SD}} + 1} - \frac{U_d}{I_{SD}R_V} - \frac{I_R}{2I_{SD}} \right], \quad (8)$$

де $I_{SD} = I_S(1 + k_{ig})$ – еквівалентне значення дифузійного та дрейфового струмів; $R_{AK} = R_A + R_B + R_K$.

Позначимо $a_i = 2I_{SD}/I_R$, $b_i = I_{SD}/I$, $A_i = 1 + b_i(1 + a_i)^2$, винесемо за дужку a_i^{-2} , b_i^{-1} і після перетворень (з розкладом функцій у ряд до лінійних членів) за очевидних умов $U_d/IR_v \ll 1$, $\varphi_T/IR_v \ll 1$, трансцендентне рівняння (8) подамо у явному вигляді

$$U_d = IR_{AK} + \frac{2\varphi_T \ln(A_i^{1/2} - b_i^{1/2}) - \varphi_T \ln a_i^2 b_i}{1 + \frac{\varphi_T}{IR_V} \cdot \frac{a_i^2}{A_i^{1/2}} \cdot \frac{1}{A_i^{1/2} - b_i^{1/2}}} \quad (9)$$

Як показує детальніший аналіз, математична модель реального ДСТ є функцією багатьох електрофізичних та конструктивних параметрів р-п-переходу, серед яких, на нашу думку, варто виділити концентрацію донорних домішок N_d , значення вимірювального струму I та опір витоку R_v . З метою уніфікації характеристик перетворення термометрів, що працюють в комплекті з реальними ДСТ (розкид їхніх характеристик від зразка до зразка за напругою до $\pm 10\%$, що за чутливості Si ДСТ -2 мВ/К може сягати ± 30 К в температурному еквіваленті в околі кімнатних

температур), доцільно використовувати метод модуляції вимірювальних струмів [6, 7]. Максимальне значення вимірювального струму з огляду на обмеження методичної похибки від саморозігрівання значенням $0,02$ К, необхідно вибирати меншим від 15 мА для Si ДСТ [11], товщина переходу в яких становить $\omega = 3$ мкм, $S = 9 \cdot 10^{-4}$ см². Оскільки під час модуляції вимірювального струму для трьох його значень чутливість перетворення слабо (як логарифмічна функція) залежить від співвідношення a між вимірювальними струмами ($I_1/I_2 = a$, $I_3 = (2a-1)/aI_1$), то у розрахунках прийняте зручне для практичної реалізації генератора імпульсного струму значення $a = 10$.

Під час модуляції вимірювального струму результат перетворення ΔU спаду напруги на ДСТ подамо як $\Delta U = (U_1 - U_2) - (U_3 - U_1) = 2U_1 - U_2 - U_3$, де U_1, U_2, U_3 – спади напруги на ДСТ під час протікання струмів, відповідно, I_1, I_2, I_3 . За виконання умови $2I_1 - I_2 - I_3 = 0$ забезпечуватиметься інваріантність результату вимірювання до впливу опорів бази, виводів бази, емітера та з'єднувальних ліній R_{AK} . Для подання результату вимірювання за шкалою Цельсія від напруги ΔU треба відняти напругу, значення якої дорівнюватиме $U_0 = \Delta U(T_{00})$, де $T_{00} = 273,15$ К = 0° С. Тоді номінальна функція перетворення визначатиметься співвідношенням

$$N_{XH} = k_{ADC} (T_x - T_{00}) \frac{k}{q} \ln \frac{a^2}{2a-1} = k_{ADC} \theta_x \frac{k}{q} \ln \frac{a^2}{2a-1}, \quad (10)$$

де $\theta_x = T_x - T_{00}$ – вимірювана температура за шкалою Цельсія; k_{ADC} – коефіцієнт перетворення АЦП

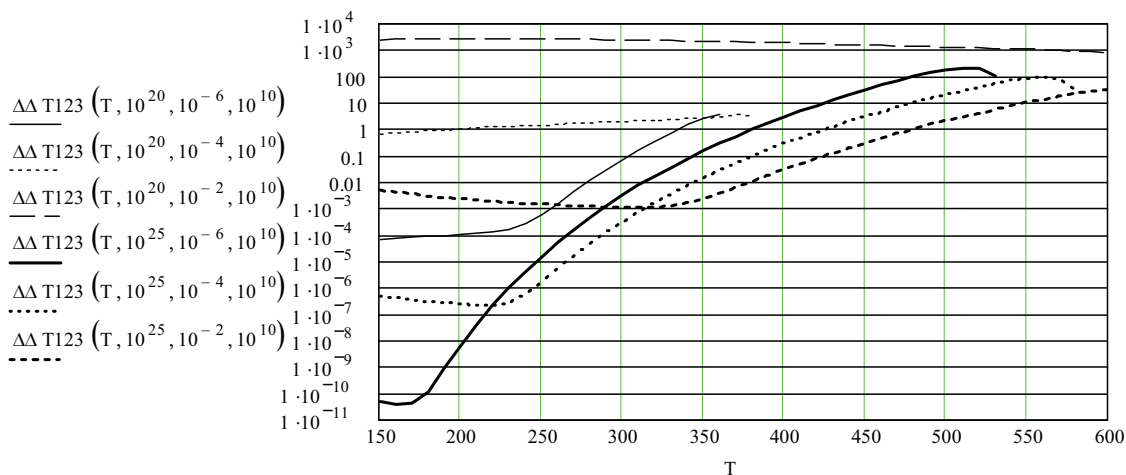


Рис. 2. Залежність методичної похибки цифрового термометра як функції вимірювального струму I за мінімальної $N_d = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ та максимальної $N_d = 10^{25} \text{ м}^{-3}$ концентрацій домішок при $I_j = (10^{-3} \dots 10)$ мА та практичної відсутності впливу опору витоку $R_v = 10^{10} \text{ Ом}$

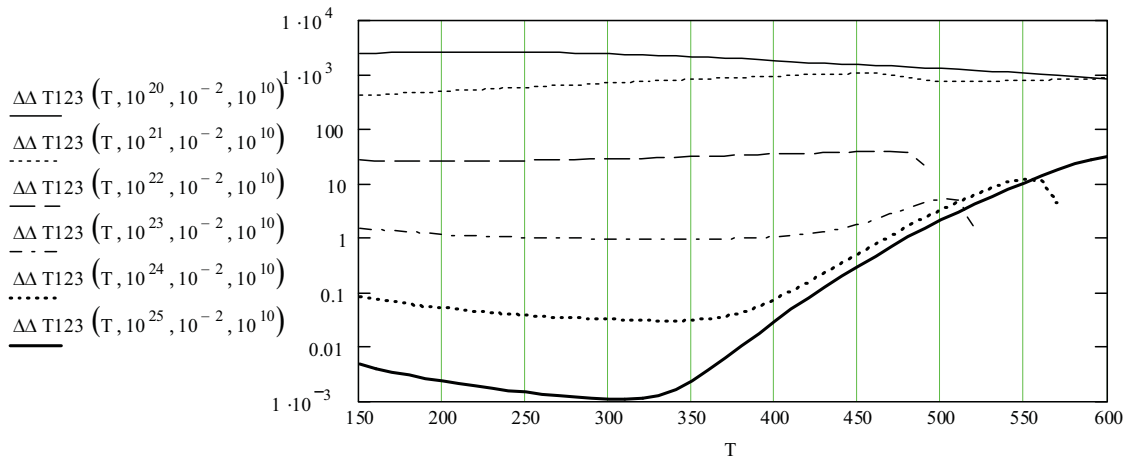


Рис. 3. Залежність методичної похибки цифрового термометра як функції концентрації домішок ($N_d=(10^{20} \dots 10^{25}) \text{ м}^{-3}$) за фіксованого значення вимірювального струму $I_1=10 \text{ мА}$ та практичної відсутності впливу опору витоку $R_v=10^{10} \text{ Ом}$

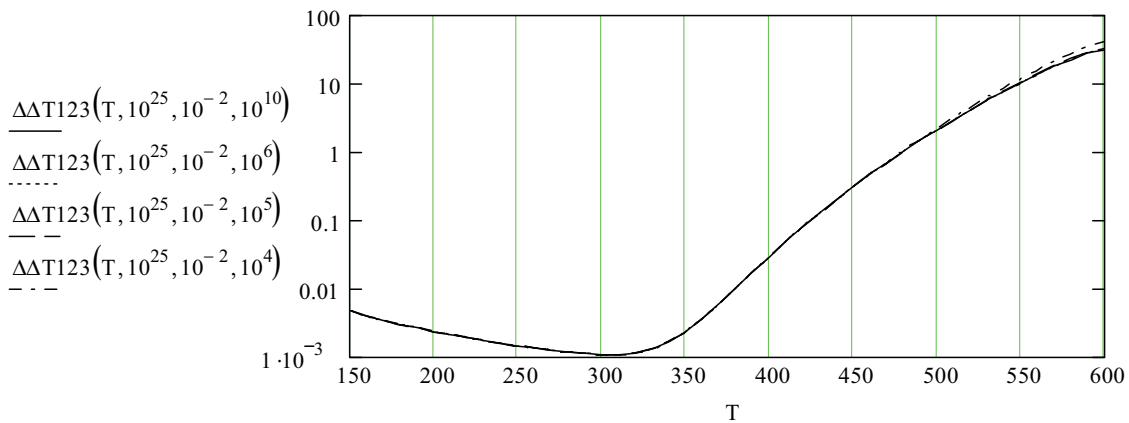


Рис. 4. Залежність методичної похибки цифрового термометра як функції опору витоку за фіксованих значень концентрації домішок $N_d=10^{25} \text{ м}^{-3}$ та вимірювального струму $I_1=10 \text{ мА}$

Реальна функція перетворення $N_x = k_{ADC} (\Delta U - U_0)$ передовсім залежить, як показує аналіз, від значення вимірювального струму I , концентрації домішок N_D, N_A та опору R_v . На рис. 2–4 подано залежності методичних похибок цифрового термометра ЦТ $\Delta_{MI}, \Delta_{MN}, \Delta_{MR}$, відповідно як функції вимірювального струму I , концентрації домішок $N_D (N_A)$ та опору $R_v \Delta_M = (N_X - N_{XH})/\varepsilon$, де $\varepsilon = k_{ADC} (k/q) \ln [a^2/(2a-1)]$. Як показує аналіз рис. 2 та рис. 3, значення методичної похибки цифрового термометра у всьому діапазоні вимірюваних температур істотно залежить передовсім від концентрації домішок, досягаючи мінімальних значень

за максимально можливих значень концентрації $N_d=10^{25} \text{ м}^{-3}$ (рис.3). Як функція вимірювального струму методична похибка термометра зменшується із зростанням струму до максимально допустимих значень $I_1=10 \text{ мА}$. Значення методичної похибки цифрового термометра як функції опору витоку за фіксованих значень концентрації домішок $N_d=10^{25} \text{ м}^{-3}$ та вимірювального струму $I_1=10 \text{ мА}$ практично незмінне аж до істотно великих значень опору витоку $R_v=10^4 \text{ Ом}$ (рис. 4).

Висновки. Подана уточнена математична модель діодних сенсорів температури із урахуванням їхніх основних конструктивних та електрофізичних параметрів. Подані залежності методичних похибок цифрового термометра ЦТ, відповідно, як функції

основних параметрів діодних сенсорів вимірювального струму, концентрації донорних (акцепторних) домішок та опору ізоляції. За допустимого значення методичної похибки цифрового термометра $\Delta_M \leq 0,1$ К та фіксованих значень концентрації домішок $N_d = 10^{25} \text{ м}^{-3}$ і вимірювального струму $I_1 = 10$ мА діапазон вимірюваних температур може становити (150...430) К

1. Василюк В.М. Принципи побудови високоточних температурних сенсорів на основі p-n-переходу // Вимірювальна техніка та метрологія, 1998, №53. – С. 70-75. 2. Kanoun O., Tränkler H.-R. Kalibrationsfreie Temperaturmessung durch Parameterextraktion aus der Strom-Spannungskennlinie von pn-Übergängen // Technisches Messen. – 2003. – Vol. 68, №9. – P.442-448. 3. Обух І., Яцук В., Скебський П. Аналіз можливості побудови терманометричних газових лічильників із сенсорами на основі p-n-переходу // Вимірювальна техніка та метрологія. – №66. – 2006. – С. 131-137. 4. Василюк В.М., Леновенко А.М., Малачівський П.С. Проектування цифрових термометрів з термодіодними сенсорами // Вимірювальна техніка та метрологія – №56. – 2000. – С. 55-58. 5. Василюк В.М., Леновенко А.М., Малачівський П.С. Лінеаризація цифрових

вимірювальних пристроїв з нелінійними сенсорами // Автоматика, вимірювання та керування. – Вип. 366. – 1999. – С. 118-122. 6. В. Яцук, Ю. Яцук. Метод покращення характеристик напівпровідникових сенсорів на основі p-n-переходу // Вимірювальна техніка та метрологія, 2002, №59. – С. 90-95. 7. New Method of Dispersion Minimization of Si p-n Junction Temperature Sensors, V.O. Yatsuk, O.Ye. Basalkevych, Yu.V. Yatsuk, A.O. Sachenko. – Proceedings of SAS 2007 – IEEE Sensors Applications Symposium, San Diego, California USA, 6-8 February 2007. P. 1-4. 8. Обух І.Я., Яцук В.О., Скебський П.П. Результати експериментальних досліджень уніфікації напівпровідникових сенсорів температури // Вісник Національного університету “Львівська політехніка”, “Автоматика, вимірювання та керування”. – Вип. 551. – 2006. – С. 70-73. 9. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. – М.: Энергия, 1977. – 672 с. 10. Полупроводниковые приборы: Уч. для вузов / Н.М. Тузов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков, Под ред. В.А. Лабунцова. – М.: Энергоиздат, 1990. – 576 с. 11. Shwartz Yu.M., Borblik V.L., Kulish N.R. etc Limiting characteristics of diode temperature sensors. – Sensors and actuators, 86 (2000). – P. 197-205.