

О. В. ОСАДЧУК, В. С. ОСАДЧУК, Я. О. ОСАДЧУК
Вінницький національний технічний університет

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ГАЗОРЕАКТИВНОГО ЕФЕКТУ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СЕНСОРАХ ГАЗУ

В роботі розглянуто математичну модель газореактивного ефекту в первинних газочутливих напівпровідникових сенсорах, що описує залежність активної складової повного опору приповерхневого шару напівпровідникового газочутливого елемента під час адсорбції молекул газу. Надлишкові носії заряду при адсорбції змінюють розподіл електростатичного поверхневого потенціалу в шарі просторового заряду. Розв'язок рівняння Пуассона дозволив отримати вирази для активної складової повного опору на поверхні електронного та діркового напівпровідників газочутливих сенсорів при адсорбції молекул газу. Представлено експериментальну залежність зміни опору напівпровідникового газочутливого сенсора на основі ZnO від зміни концентрації ацетилену.

Ключові слова: напівпровідникові сенсори газу, газореактивний ефект, реактивні властивості напівпровідників, повний опір, приповерхневий шар.

A. V. OSADCHUK, V. S. OSADCHUK, I. A. OSADCHUK
Vinnytsia National Technical University

MATHEMATICAL MODEL OF A GAS-REACTIVE EFFECT IN GAS SEMICONDUCTOR SENSORS

The paper considers a mathematical model of the gas-jet effect in primary gas-sensitive semiconductor sensors, describing the dependence of the active component of the total resistance of the surface layer of a semiconductor gas-sensitive element during adsorption of gas molecules. Excessive charge carriers during adsorption change the distribution of the electrostatic surface potential in the space charge layer. Solving the Poisson equation made it possible to obtain expressions for the active component of the impedance on the surface for electron and hole semiconductors of gas-sensitive sensors upon adsorption of gas molecules. Experimental dependences of the change in the resistance of a semiconductor gas sensitive sensor based on ZnO on the change in the concentration of acetylene are presented. The change in the active component of the full-surface superstructure of primary semiconductor gas sensors in the adsorption of gas molecules is due to the variable surface potential, which is uniquely associated with the measured gas concentration.

Keywords: semiconductor gas sensors, gas-reactive effect, reactive properties of semiconductors, impedance, near-surface layer.

Вступ

Характеристики перетворювачів визначають точність і надійність систем управління і регулювання приладів контролю технологічних процесів, характеристик навколишнього середовища, безпеку роботи промислових установок тощо. Тому для газових перетворювачів висуваються жорсткі вимоги. Вони повинні бути економічними, забезпечувати високу точність вимірювання, мати мінімальні габарити, вагу та енергоспоживання, бути сумісними з сучасними ЕОМ та мати можливість виготовлення за стандартною інтегральною технологією [1–4].

На теперішній день існуючі напівпровідникові сенсори газу не задовольняють вищезначеним вимогам. Вони мають низький вихідний сигнал, низьку точність і чутливість, вимагають аналого-цифрові перетворювачі і підсилювальні пристрої при подальшій обробці сигналу. Перспективним науковим напрямком, що дозволяє усунути недоліки існуючих аналогових сенсорів газу, є створення перетворювачів, які реалізують принцип перетворення «концентрація газу – частота» на основі автогенераторних напівпровідникових структур з від'ємним диференційним опором.

Розробка автогенераторних перетворювачів газу з частотним вихідним сигналом вимагає знань зміни повного опору первинних напівпровідникових перетворювачів газу від зміни концентрації газу, тобто, газореактивного ефекту, оскільки ці процеси викликають зміни параметрів коливального контуру автогенераторів, що, у свою чергу, визначає залежність вихідної частоти пристроїв [5–8]. Таким чином, робота присвячена дослідженню математичної моделі газореактивного ефекту в напівпровідникових сенсорах газу, тобто, залежності їх повного вихідного опору від концентрації газу, який визначається процесами на поверхні напівпровідника.

Математична модель газореактивного ефекту в напівпровідникових сенсорах газу

В 1954 році німецьким вченим Гайландом [9] при дослідженні поведінки окисних напівпровідників під дією газу було встановлено, що на поверхні змінюється їх електрична провідність. На основі цього ефекту розроблено велику кількість резистивних сенсорів для вимірювання концентрацій різноманітних газів. Залежність зміни провідності від молекулярної концентрації хімічної речовини може приймати значну величину в напівпровідникових сенсорах, при цьому широке застосування як сенсори газу знайти наступні напівпровідникові оксиди металів в (табл. 1) [10].

При каталітичному окислюванні газами типу H_2 , CH_4 , C_2H_5OH , H_2S , що виступають як гази окиснювачі, на поверхні твердого тіла ефективно збільшується позитивна валентність адсорбційного комплексу, тому що при реакції на тверду поверхню віддаються електрони. Унаслідок чого на поверхні збільшується концентрація електронів, що приводить до того, що в напівпровідниках n-типу провідності заряд виникає завдяки процесу збагачення, а в напівпровідниках p-типу провідності – завдяки збідненню [11].

Напівпровідникові оксиди металів для використання в газових сенсорах

Гази, які визначаються	Оксиди у відповідних напівпровідникових сенсорах
H ₂ O	Cr ₂ O ₃ , TiO ₂ , Fe ₂ O ₃ , ZnO, LiMn ₂ O ₄
O ₂	TiO ₂ , Fe ₂ O ₃ , CoO, ZnO, ZrO ₂ , SnO ₂ , SrTiO ₃ , BaTiO ₃ , La ₂ O ₃
Co	Cr ₂ O ₃ , NiO, ZnO, ZrO ₂ , SnO ₂ , In ₂ O ₃
CH ₄	Fe ₂ O ₃ , Fe ₂ O ₄ , Co ₃ O ₄ , ZnO, In ₂ O ₃
Інші вуглеводні	Ga ₂ O ₃ , CdO, PdO, WO ₂ , MnO ₂ , MoO _t , CuO, NiO, VO ₂ , V ₃ O ₈
NO _x	SnO ₂ , V ₂ O ₅ , VO
H ₂	CO ₃ O ₄ , ZnO, SnO ₂ , WO ₃ , MnO ₂ , MoO ₃
Галогени	ZnO, Al ₂ O ₃ , SnO ₂

В залежності від сил, що зв'язують адсорбційні частинки з поверхнею напівпровідника, має місце фізична та хімічна адсорбція. Фізична адсорбція визначається силами електростатичного походження (сили Ван-дер-Ваальса, сили електричного зображення) і енергія зв'язку в цьому випадку складає 0,01-0,1eВ. Хімічна адсорбція виникає, коли адсорбовані молекули зв'язані з напівпровідником силами обмінного типу. В цьому випадку енергія зв'язку при хемосорбції є значною та досягає 1eВ. Отже, внаслідок адсорбції газу в напівпровіднику виникають додаткові поверхневі стани. Енергетичні рівні поверхневих станів розташовуються в забороненій зоні значно нижче дна зони провідності або вище валентної зони [12]. Поверхневий заряд притягує носії заряду з об'єму напівпровідника в приповерхневу область, що приводить до виникнення подвійного зарядженого шару. Наявність у напівпровідника поверхневого заряду змінює його енергетичну схему у приповерхневій області.

Зразок напівпровідника у нормальних умовах повинен бути електрично нейтральним. Звідки витікає, що поверхневий заряд $Q_{нов}$ повинен бути скомпенсовано рівним по величині і зворотнім за знаком зарядом у приповерхневому шарі напівпровідника. Цей заряд, який екранує об'єм напівпровідника від проникнення в нього електричного поля, складається в загальному випадку з розташованих в об'ємі напівпровідника іонізованих донорів і акцепторів та рухливих електронів і дірок. Таким чином, приповерхневий шар напівпровідника є шаром просторового заряду, який екранує об'єм напівпровідника від поля поверхневого заряду, причому це екранування здійснюється за рахунок того, що рівноважні концентрації електронів і дірок в шарі відрізняються від об'ємних.

Розподіл електростатичного потенціалу в шарі просторового заряду визначається рівнянням Пуассона. Більш повний і точний розв'язок цієї задачі зроблено в роботі К. Гаретта і Братейна, переклад якої дано в [13]. В подальшому будемо виходити з найбільш розповсюдженого варіанту розрахунків, викладеного в монографії А.В. Ржанова [14]. В цій роботі розглядається загальний випадок напівпровідника під дією збуджуючого фактора постійного у часі, наприклад, освітлення, прониклива радіація. Відповідно, термодинамічну рівновагу в такому напівпровіднику порушено і концентрація носіїв заряду: n -електронів і p -дірок перевищують термодинамічно рівноважні величини n_0 і p_0 . В будь-якій точці напівпровідника ці значення концентрацій при відсутності виродження визначаються статистикою Больцмана і можуть наступним чином бути виражені через квазірівні Фермі φ_n і φ_p та електростатичний потенціал ψ [14]

$$p = n_i e^{\frac{q(\varphi_p - \psi)}{kT}}, \quad n = n_i e^{\frac{q(\psi - \varphi_n)}{kT}}, \quad (1)$$

де n_i – концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику; q – заряд електрона; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура.

Квазірівні Фермі мають властивості електрохімічного потенціалу. При термодинамічній рівновазі $\varphi_p = \varphi_n = \varphi_0$, а концентрації носіїв заряду мають при цьому рівноважні значення в усіх точках, в тому числі і поблизу поверхні.

Електростатичний потенціал ψ є мірою потенціальної енергії електрона у шарі просторового заряду і характеризує викривлення енергетичних зон кристала у цій області. Потенціал поза поверхневого шару просторового заряду, при $x \rightarrow \infty$, позначається як ψ_0 і обирається його значення таким чином, щоб потенціальна енергія електрона всередині кристала $q\psi_0$ співпадала із значенням енергії Фермі у власному напівпровіднику E_i . Цю величину називають серединою забороненої зони в об'ємі і на поверхні напівпровідника. Значення електростатичного потенціалу всередині приповерхневого шару просторового заряду тоді буде характеризуватися величиною $q(\psi_s - \psi_0)$, як показано на рис. 1. Розташування рівноважного рівня Фермі в об'ємі напівпровідника буде визначатися величиною $q\varphi_0 = q(\varphi_0 - \psi_0)$, за допомогою якої визначаються об'ємні рівноважні концентрації дірок і електронів [14]

$$p_0 = n_i e^{\frac{q\varphi_0}{kT}}, \quad n_0 = n_i e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}}. \quad (2)$$

Розташування рівня Фермі на поверхні напівпровідника визначається величиною $q\varphi_s = q(\varphi_0 - \psi_s)$, через яку визначаються поверхневі концентрації носіїв заряду

$$p_s = n_i e^{\frac{q\varphi_s}{kT}}, \quad n_s = n_i e^{-\frac{q\varphi_s}{kT}}, \quad (3)$$

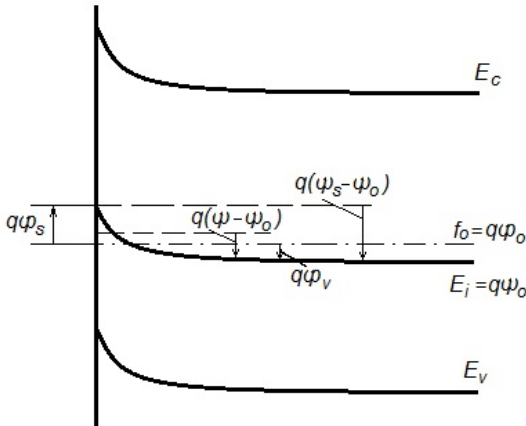


Рис. 1. Енергетична схема приповерхневого шару просторового заряду [12]

величину $q\varphi_s$ звичайно називають поверхневим потенціалом, на відзнаку від поверхневого електростатичного потенціалу $q(\psi_s - \psi_0)$.

Знак електростатичного потенціалу у відповідності з співвідношенням (1) і (3) буде від'ємним, якщо зони поблизу поверхні вигнуті догори, і позитивним, якщо вони вигнуті донизу. Відповідно знаки потенціалів φ_v і φ_s будуть від'ємні, якщо рівень Фермі розташовано у верхній половині забороненої зони в об'ємі або в нижній на поверхні. На рис. 1 наведено випадок, коли $q(\psi_s - \psi_0)$ і $q\varphi_v$ мають від'ємний знак, а $q\varphi_s$ – позитивний.

Розглянемо розв'язок рівняння Пуассона для напівбезкінечного напівпровідника. Для одновимірного випадку воно має вигляд [12,14]

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho(x), \quad (4)$$

де ε – діелектрична стала напівпровідника; ε_0 – діелектрична стала вакууму; $\rho(x)$ – щільність об'ємного заряду у точці напівпровідника, яка віддалена на відстані x від його поверхні.

Граничні умови для розв'язку рівняння описуються формулами

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \psi_s \text{ при } x = 0, \\ \psi &= \psi_0 \text{ і } \frac{d\psi}{dx} = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Вважаємо, що домішки розподілено по об'єму напівпровідника однорідно і всі вони іонізовані, тоді щільність об'ємного заряду у будь-якій точці напівпровідника описується рівнянням

$$\rho(x) = q(N_d - N_a + p - n), \quad (6)$$

де N_d і N_a концентрації іонізованих донорів і акцепторів.

Оскільки умова електричної нейтральності поза поверхневим шаром просторового заряду описується у вигляді

$$N_d - N_a + p_0 - n_0 = 0, \quad (7)$$

де p_0 і n_0 рівноважні об'ємні концентрації дірок і електронів, тому рівняння (6) приймає вигляд

$$\rho(x) = q[(p - p_0) - (n - n_0)]. \quad (8)$$

При підстановці (1) – (3) у рівняння (8) отримуємо

$$\rho(x) = qn_i \left[e^{\frac{q(\varphi_p - \psi)}{kT}} - e^{\frac{q(\varphi_0 - \psi_0)}{kT}} - e^{\frac{q(\psi - \varphi_n)}{kT}} + e^{\frac{q(\psi_0 - \varphi_0)}{kT}} \right]. \quad (9)$$

З врахуванням виразу (9) рівняння Пуассона (4) приймає вигляд

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2\pi q n_i}{\varepsilon\varepsilon_0} \left[e^{\frac{q(\varphi_p - \psi)}{kT}} - e^{\frac{q(\varphi_0 - \psi_0)}{kT}} - e^{\frac{q(\psi - \varphi_n)}{kT}} + e^{\frac{q(\psi_0 - \varphi_0)}{kT}} \right]. \quad (10)$$

Якщо вважати, що квазірівні Фермі φ_p і φ_n майже не змінюються з координатою всередині приповерхневої області просторового заряду, то рівняння (10) має тільки величину ψ , яка залежить від координати x . Для інтегрування рівняння Пуассона зручно ввести безрозмірний електростатичний потенціал [14]

$$y = \frac{q}{kT}(\psi - \psi_0), \quad (11)$$

а також безрозмірну величину γ , яка характеризує об'ємні властивості зразка напівпровідника

$$\gamma = \left(\frac{p_0}{n_0} \right)^{1/2} = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0} = e^{\frac{q(\varphi_0 - \psi_0)}{kT}} = e^{\frac{q}{kT}\varphi_v}. \quad (12)$$

З виразу (12) витікає, що γ дорівнює одиниці для власного напівпровідника. Вона буде більше одиниці, чим сильніше виявляється діркова провідність в даному зразку напівпровідника і, отже, чим нижче розташовано рівноважний рівень Фермі по відношенню до рівня потенціалу ψ_0 . Вона тим менше одиниці, чим сильніше виявляється електронна провідність зразка і, відповідно, чим вище розташовано рівноважний

рівень Фермі по відношенню до рівня потенціалу ψ_0 . Таким чином, величина γ однозначно характеризує співвідношення рівноважних концентрацій носіїв заряду в об'ємі зразка напівпровідника.

Необхідно також ввести безрозмірну величину, яка характеризує ступень відхилення концентрації носіїв заряду від їх рівноважних значень в об'ємі напівпровідника. Якщо процеси захоплення надлишкових носіїв заряду в об'ємі напівпровідника відсутні, то ступень порушення термодинамічної рівноваги в напівпровіднику може бути визначена безрозмірним рівнем інжекції, яке має вигляд

$$\alpha = \frac{\Delta n}{n_i} = \frac{\Delta p}{n_i}, \quad (13)$$

де $\Delta n = \Delta p$ – надлишкова концентрація носіїв заряду в об'ємі напівпровідника за межами приповерхневої області просторового заряду. В цьому випадку $\psi = \psi_0$ і з врахуванням (1) можна встановити зв'язки між рівнем інжекції α і відстанями між квазірівнем і рівнем Фермі $(\varphi_p - \varphi_0)$ і $(\varphi_0 - \varphi_n)$ [14]

$$e^{\frac{q}{kT}(\varphi_p - \varphi_0)} = \alpha \gamma^{-1} + 1 = \frac{\Delta p}{p_0} + 1, \quad (14)$$

$$e^{\frac{q}{kT}(\varphi_0 - \varphi_n)} = \alpha \gamma + 1 = \frac{\Delta n}{n_0} + 1. \quad (15)$$

З використанням введених безрозмірних величин рівняння Пуассона приймає вигляд [14]

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{4\pi q^2 n_i}{kT \epsilon \epsilon_0} [(\alpha + \gamma) e^{-y} - (\alpha + \gamma^{-1}) e^y - (\gamma + \gamma^{-1})]. \quad (16)$$

Рівняння (16) розв'язується методом розподілу змінних, при цьому права і ліва частини рівняння помножуються на $2(dy/dx)$ з використанням граничної умови $dy/dx = 0$ при $y = 0$. Таким чином, можна записати

$$2 \int_0^{\left(\frac{dy}{dx}\right)^2} d\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 = -\frac{8\pi q^2 n_i}{kT \epsilon \epsilon_0} \int_0^y [(\alpha + \gamma) e^{-y} - (\alpha + \gamma^{-1}) e^y - (\gamma + \gamma^{-1})] dy. \quad (17)$$

Інтегрування виразу (17) дозволяє отримати значення

$$\frac{dy}{dx} = \left[\frac{8\pi q^2 n_i}{kT \epsilon \epsilon_0} \right]^{1/2} [(\alpha + \gamma)(e^{-y} - 1) + (\alpha + \gamma^{-1})(e^y - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y]^{1/2}. \quad (18)$$

Для спрощення запису виразу (18) введемо такі позначення

$$f(y, \gamma, \alpha) = \mp [(\alpha + \gamma)(e^{-y} - 1) + (\alpha + \gamma^{-1})(e^y - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y]^{1/2}, \quad (19)$$

$$f(y, \gamma) = \mp [\gamma(e^{-y} - 1) + \gamma^{-1}(e^y - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y]^{1/2}, \quad (20)$$

$$L_D = \left[\frac{kT \epsilon \epsilon_0}{2\pi q^2 n_i} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Таким чином, формула (18) з врахуванням (19)-(20) приймає вигляд

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2}{L_D} f(y, \gamma, \alpha), \quad (22)$$

а при умові термодинамічної рівноваги системи

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2}{L_D} f(y, \gamma). \quad (23)$$

У формулах (19) і (20) від'ємному знаку перед квадратною дужкою відповідають позитивні, а позитивному знаку – від'ємні значення безрозмірного електростатичного потенціалу y . Величина L_D має розмірність довжини і за своїм фізичним сенсом аналогічна дебаївській довжині екранування. Вираз (21) визначає довжину екранування електричного поля поверхневого заряду у власному напівпровіднику.

Формула (22) визначає напруженість електричного поля в будь-якій точці приповерхневої області просторового заряду в напівпровіднику, в тому числі і на його поверхні, яка є границею цієї області. Слід зауважити, що заряд у приповерхневому шарі просторового заряду $Q_{np.zar}$ однозначно зв'язаний з напруженістю поля на границі шару. В загальному випадку цей зв'язок визначається таким виразом [14]

$$-Q_{нов} = Q_{np.zar} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{4\pi} \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} = q n_i L_D f(y_s, \gamma, \alpha), \quad (24)$$

а при термодинамічній рівновазі

$$-Q_{нов} = Q_{np.zar} = q n_i L_D f(y_s, \gamma), \quad (25)$$

де $y_s = \frac{q}{kT}(\psi_s - \psi_0)$ – значення безрозмірного електростатичного потенціалу на поверхні напівпровідника.

У відповідності з прийнятими умовами, знаки функцій $f(y_s, \gamma, \alpha)$ і $f(y_s, \gamma)$ відповідають знаку заряду в шарі просторового заряду $Q_{пр.зар}$. З другого боку, поверхневий заряд $Q_{нов}$, який розташовано у поверхневих станах, при відсутності зовнішнього електричного поля дорівнює по величині, проте зворотній по знаку заряду в шарі просторового заряду. Отже, вирази (24) і (25) встановлюють прямий зв'язок між величиною і знаком сумарного заряду в приповерхневій області напівпровідника і величиною та знаком поверхневого електростатичного потенціалу y_s , який визначає будову області просторового заряду. На рис. 2 подано приклади цього зв'язку для випадку термодинамічної рівноваги ($\alpha = 0$) і різних значень параметра γ

Існування поверхневого заряду приводить до появи потенціального бар'єру у приповерхневій області напівпровідника, який обумовлено утворенням в ній області просторового заряду. Висота і знак цього потенціального бар'єру характеризується поверхневим електростатичним потенціалом y_s . Для визначення форми приповерхневого потенціального бар'єру необхідно визначити другий інтеграл рівняння Пуассона. Формула (22) для власного напівпровідника при рівноважних умовах, коли $\gamma = 1, \alpha = 0$, буде мати вигляд [14]

$$\frac{dy}{dx} = \mp \frac{2}{L_D} [e^{-y} + e^y - 2]^{1/2} = \mp \frac{4}{L_D} sh\left(\frac{y}{2}\right). \quad (26)$$

Інтегрування виразу (26) при граничних умовах $x = 0, y = y_s$

$$\int_0^x \frac{dx}{L_D} = \frac{1}{4} \int_{y_s}^y \frac{dy}{\mp sh\left(\frac{y}{2}\right)}, \quad (27)$$

дозволяє отримати формулу [14]

$$\frac{2x}{L_D} = \ln \frac{th\left(\frac{y_s/4}{4}\right)}{th\left(\frac{y/4}{4}\right)}, \quad (28)$$

яку можна записати в іншому вигляді

$$th(y/4) = th(y_s/4) \exp\left(-\frac{2x}{L_D}\right). \quad (29)$$

Аналіз формули (29), яка описує залежність зміни електростатичного потенціалу з відстанню від поверхні власного напівпровідника, показує, що електростатичний потенціал відносно швидко змінюється в області малих відстаней від поверхні, причому тим швидше, чим більша абсолютна величина поверхневого електростатичного потенціалу y_s і значно повільніше в області великих відстаней від поверхні.

В загальному випадку домішкового напівпровідника другий інтеграл рівняння Пуассона в рівноважних умовах не можна отримати в аналітичному вигляді, проте його визначають чисельним методом [14].

Основний внесок в зміну газореактивного ефекту в напівпровідникових сенсорах газу, тобто зміна повного опору чутливого елемента при дії різноманітних газів, є зміна активної складової повного опору, тому розглянемо зміну поверхневого опору або зміну поверхневої провідності газочутливого сенсора.

Поверхнева провідність визначається як сума поверхневих надлишок електронів і дірок, яка помножена на відповідні рухливості і величину заряду електрона [14]

$$G_s(y_s, \gamma, \alpha) = \frac{1}{2} q n_i \mu_{ps} L_D \int_{y_s}^0 \frac{(\gamma + \alpha)(e^y - 1) + b_s(\gamma^{-1} + \alpha)(e^y - 1)}{f(y, \gamma, \alpha)} dy, \quad (30)$$

де $b_s = \mu_{ns} / \mu_{ps}$ – відношення рухливостей електронів і дірок в приповерхневому шарі. У випадку термодинамічної рівноваги, коли $\alpha = 0$, поверхнева провідність має вигляд

$$G_s(y_s, \gamma) = \frac{1}{2} q n_i \mu_{ps} L_D \int_{y_s}^0 \frac{\gamma(e^{-y} - 1) + b_s \gamma^{-1}(e^y - 1)}{f(y, \gamma)} dy. \quad (31)$$

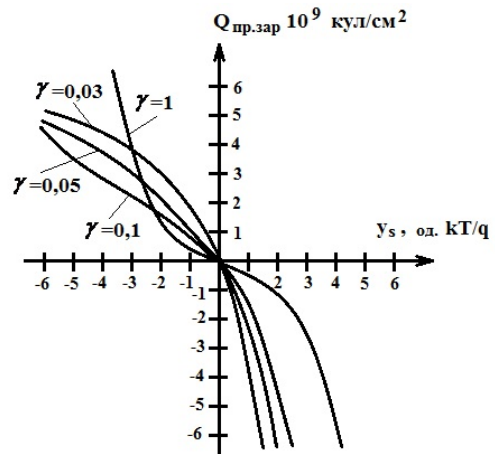


Рис. 2. Заряд в шарі просторового заряду залежно від поверхневого електростатичного потенціалу y_s при різних значеннях параметра γ

Інтегралі, які входять в співвідношення (30) і (31) аналітично не беруться і розраховуються чисельним методом. Якісно поведінку залежності поверхневої провідності G_s від поверхневого електростатичного потенціалу y_s можна пояснити наступним чином. Будемо розглядати напівпровідник з електронним типом провідності при великих позитивних значеннях y_s , коли в приповерхневому шарі існує збагачення та великий надлишок електронів. Цей надлишок електронів буде визначати поверхневу провідність, яка експоненціально залежить від $y_s/2$. При зменшенні показника y_s відбувається зменшення поверхневої провідності G_s за експоненціальним законом.

В області малих позитивних значень y_s зменшення величини G_s уповільнюється, оскільки в заряді шару просторового заряду все більшу роль починає відігравати заряд іонізованих донорів.

Приблизні аналітичні значення інтегралів у виразах (30) і (31) можна отримати при великих абсолютних значеннях поверхневого електростатичного потенціалу, коли функція $f(y, \gamma, \alpha)$ зводиться до однієї складової. Таким чином, при великому позитивному значенні поверхневого електростатичного потенціалу поверхнева провідність електронного напівпровідника описується виразом [14]

$$G_{sn} = \frac{1}{2} q n_0 \mu_{ns} L_D (\gamma^{-1} + \alpha)^{1/2} e^{y_s/2}, \quad (32)$$

а для діркового напівпровідника при великому від'ємному значенні поверхневого електростатичного потенціалу

$$G_{sp} = \frac{1}{2} q p_0 \mu_{ps} L_D (\gamma + \alpha)^{1/2} e^{-y_s/2}, \quad (33)$$

Поверхневий опір для електронного напівпровідника на основі виразу (32) має вигляд

$$R_{sn} = \left[\frac{1}{2} q n_0 \mu_{ns} L_D (\gamma^{-1} + \alpha)^{1/2} e^{y_s(W)/2} \right]^{-1}, \quad (34)$$

а для діркового напівпровідника на основі (33) описується формулою

$$R_{sp} = \left[\frac{1}{2} q p_0 \mu_{ps} L_D (\gamma + \alpha)^{1/2} e^{-y_s(W)/2} \right]^{-1}, \quad (35)$$

де W – концентрація газів, які діють на сенсор.

Аналіз формул (34) і (35) показує, що поверхневий опір газових напівпровідникових сенсорів експоненціально залежить від поверхневого електростатичного потенціалу, який, в свою чергу, однозначно зв'язаний з концентрацією діючих газів, що підтверджують експериментальні дослідження. На рис. 3 надано експериментальну залежність опору напівпровідникового газочутливого сенсору на основі ZnO від концентрації ацетилену.

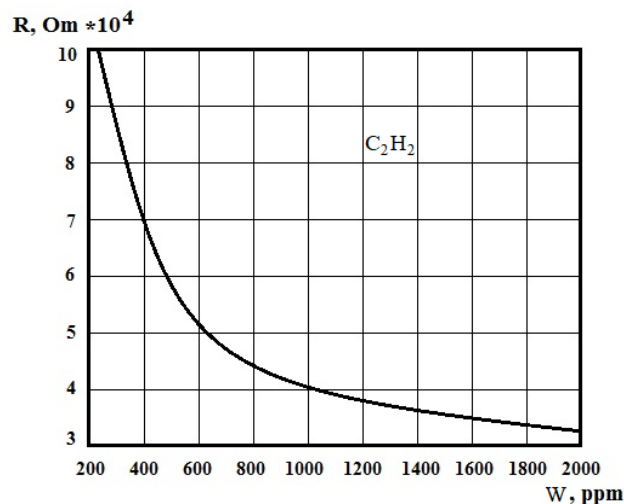


Рис. 3 Експериментальна залежність опору напівпровідникового газочутливого сенсору на основі ZnO від концентрації ацетилену

Висновки

1. Математична модель газореактивного ефекту в первинних напівпровідникових газових сенсорах описує залежність повного приповерхневого опору від дії газу (в нашому випадку залежність його активної складової), яка визначається фізичними процесами на поверхні напівпровідника, що описуються розподілом електростатичного потенціалу в шарі просторового заряду на основі рівняння Пуассона. Розв'язок рівняння Пуассона дозволив визначити залежність зміни активної складової повного опору приповерхневого шару від заряду на поверхні електронного та діркового напівпровідників при адсорбції молекул газу.

2. Зміна активної складової повного опору приповерхневого шару первинних напівпровідникових

газових сенсорів при адсорбції молекул газу пов'язана із змінною поверхневого потенціалу, який однозначно зв'язаний з вимірюваною концентрацією газу.

Література

1. Мікроелектронні сенсори фізичних величин / за ред. З. Ю. Готри. – Львів : Ліга-Прес, 2002. – 475 с.
2. Датчики : справочное пособие / под общ. ред. В. М. Шарапова, Е. С. Полищука. – Москва : Техносфера, 2012. – 624 с.
3. Джексон Р. Г. Новейшие датчики / Джексон Р. Г. – Москва : Техносфера, 2007. – 384 с.
4. Арутюнян В. М. Микроэлектронные технологии-магистральный путь для создания химических твердотельных сенсоров / В. М. Арутюнян // Микроэлектроника. – 1991. – № 4. – С. 337–355.
5. Осадчук О. В. Мікроелектронний оптичний перетворювач концентрації газу / О. В. Осадчук, О. О. Селецька, Л. В. Крилик // Вісник Хмельницького національного університету. Серія: Технічні науки. – Хмельницький, 2018. – Том 2. № 6 (267). – С. 121–125.
6. Осадчук О. В. Радіовимірювальний перетворювач концентрації газу на транзисторній структурі з від'ємним опором / О. В. Осадчук, В. С. Осадчук, Я. О. Осадчук // Матеріали МНТК "Інформаційні технології та комп'ютерне моделювання". м. Івано-Франківськ, 15-20 травня 2017 р. – С. 12–15.
7. Осадчук В. С. Дослідження газових напівпровідникових елементів на основі полікристалічних плівок оксиду / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, М. О. Прокопова, С. В. Осинський // Оптикоелектронні інформаційні-енергетичні технології. – 2003. – № 5. – С. 108–113.
8. Осадчук В. С. Частотний перетворювач газу на основі двох біполярних транзисторів з активним індуктивним елементом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, М. О. Прокопова // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2005. – № 2. – С. 86–90.
9. Heiland G. Zum Einfluss von adsorbierten Sauerstoff auf dielektrische Leitfähigkeit von Zinkoxidkristallen / Heiland G. – Berlin : Z. phys., 1954. – 459 p.
10. Schaumburg H. Sensoren / Schaumburg H. – Stuttgart : B.G. Teubner, 1992. – 517 p.
11. Березин А. С. Технология и конструирование интегральных микросхем / Березин А. С., Мочалкина О. Р. – М. : Радио и связь, 1992. – 320 с.
12. Шалимова К. В. Физика полупроводников / Шалимова К. В. – М. : Энергия, 1985. – 392 с.
13. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. – М. : Наука, 1990. – 688 с.
14. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников / Ржанов А. В. – М. : Наука, 1971. – 480 с.

References

1. Mikroelektronni sensory fizychnykh velychyn / za red. Z. Yu. Hotry. – Lviv : Liha-Pris, 2002. – 475 s.
2. Datchiki : spravocnoe posobie / pod obshh. red. V. M. Sharapova, E. S. Polishhuka. – Moskva : Tehnosfera, 2012. – 624 s.
3. Dzhekson R. G. Novejshie datchiki / Dzhekson R. G. – Moskva : Tehnosfera, 2007. – 384 s.
4. Arutjunjan V. M. Mikrojelektronnye tehnologii-magistral'nyj put' dlja sozdaniya himicheskikh tverdotel'nyh sensorov / V. M. Arutjunjan // Mikrojelektronika. – 1991. – № 4. – С. 337–355.
5. Osadchuk O. V. Mikroelektronnyi optychnyi peretvoriuvach konsentratsii hazu / O. V. Osadchuk, O. O. Seletska, L. V. Krylyk // Herald of Khmelnytskyi National University. – Khmelnytskyi, 2018. – Tom 2. № 6 (267). – С. 121–125.
6. Osadchuk O. V. Radiovymiriuvalni peretvoriuvach konsentratsii hazu na tranzystornii strukturi z vidiemnym oporom / O. V. Osadchuk, V. S. Osadchuk, Ya. O. Osadchuk // Materialy MNTK "Informatsiini tekhnologii ta kompiuterne modeliuвання". m. Ivano-Frankivsk, 15-20 travnia 2017 r. – S. 12–15.
7. Osadchuk V. S. Doslidzhennia hazovykh napivprovodnykovykh elementiv na osnovi polikrystalichnykh plivok oksydu / V. S. Osadchuk, O. V. Osadchuk, M. O. Prokopova, S. V. Osynskyi // Optoelektronni informatsiini-energetychni tekhnologii. – 2003. – № 5. – S. 108–113.
8. Osadchuk V. S. Chastotnyi peretvoriuvach hazu na osnovi dvokh bipoliarnykh tranzystoriv z aktyvnym induktyvnym elementom / V. S. Osadchuk, O. V. Osadchuk, M. O. Prokopova // Visnyk Vinnytskoho politekhnichnoho instytutu. – 2005. – № 2. – S. 86–90.
9. Heiland G. Zum Einfluss von adsorbierten Sauerstoff auf dielektrische Leitfähigkeit von Zinkoxidkristallen / Heiland G. – Berlin : Z. phys., 1954. – 459 p.
10. Schaumburg H. Sensoren / Schaumburg H. – Stuttgart : B.G. Teubner, 1992. – 517 p.
11. Berezin A. S. Tehnologija i konstruirovane integral'nyh mikroshem / Berezin A. S., Mochalkina O. R. – М. : Radio i svjaz', 1992. – 320 s.
12. Shalimova K. V. Fizika poluprovodnikov / Shalimova K. V. – М. : Jenergija, 1985. – 392 s.
13. Bonch-Bruevich V. L. Fizika poluprovodnikov / Bonch-Bruevich V. L., Kalashnikov S. G. – М. : Nauka, 1990. – 688 s.
14. Rzhanov A. V. Jelektronnye processy na poverhnosti poluprovodnikov / Rzhanov A. V. – М. : Nauka, 1971. – 480 s.

Рецензія/Peer review : 12.3.2019 р.

Надрукована/Printed : 10.4.2019 р.

Рецензент: д. т. н., проф. Кучерук В. Ю.