

МОДЕЛЮВАННЯ ЧАСТОТНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ВОЛЬТ-ФАРАДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ КОНТАКТУ МЕТАЛ-НАПІВПРОВІДНИК З ШАРОМ КВАНТОВИХ ТОЧОК

В. В. Ільченко, К. Ю. Панарін, О. О. Буянін, В. В. Марін, М. В. Шкіль, О. В. Третьяк
*Радіофізичний факультет Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 84, Київ, Україна
(Отримано 07 вересня 2007 р.)*

Проведено моделювання частотних залежностей вольт-фарадних характеристик для контакту метал-напівпровідник із шаром квантових точок у ділянці просторового заряду напівпровідника. Отримані в роботі чисельні криві та розрахункові співвідношення дають змогу описати вольт-фарадні залежності з негативною диференціальною ємністю. Показано, що цей ефект може спостерігатися або зникати залежно від частоти тестового сигналу, на якій вимірюється ємність, і є суто кінетичним за своєю природою. Величина ефекту визначається тим, наскільки швидко стани квантових точок устигають змінювати свій зарядовий стан на різних частотах вимірювання.

Ключові слова: квантова точка, диференціальна ємність, вольт-фарадна характеристика.

PACS number(s): 85.35.Be, 73.22.-f

ВСТУП

Вирощування самоорганізованих квантових точок у матеріальних системах АІІВV та АІV останніми роками привертає до себе все більшу увагу науковців і технологів у зв'язку з можливими перспективами створення нових функціональних приладів наноелектроніки. Самоорганізовані квантові точки (КТ) високої структурної якості вирощують за допомогою молекулярно-променевої епітаксії або хемічного пароголофазного осадження. Унікальні оптичні та електричні властивості таких структур стимулювали активну дослідницьку діяльність, унаслідок якої створено світлодіодні діоди, лазери на КТ та запам'ятовуючі пристрої на основі їхніх масивів [1–4]. Цілком природно, що, крім оптичних властивостей наногетероструктур з КТ, у багатьох лабораторіях вивчають також їхні ємнісні властивості. Зокрема, теоретичні й експериментальні дослідження вольт-фарадних залежностей цих структур, що проводили різні автори, демонструють низку специфічних рис, пов'язаних із накопиченням заряду в КТ [5–6]. При цьому кінетика заповнення носіями КТ та емісія з них носіїв заряду у відповідні зони напівпровідника, які, власне, і формують частотні властивості цих залежностей, у літературі завжди викликали особливу увагу, оскільки саме від цих процесів значною мірою залежить швидкодія приладів на КТ та існування таких незвичайних особливостей повного імпедансу структур із шарами КТ, як негативна диференціальна ємність та провідність [7–10].

Моделювання частотних залежностей вольт-фарадних характеристик (ВФХ) контакту метал-напівпровідник, проведене в цій роботі, специфічне тим, що для досить простої моделі з одним шаром КТ в ділянці просторового заряду (ДПЗ) вдалося добре пояснити раніше зафіксовану експериментально ділянку з негативною диференціальною ємністю

ВФХ при кімнатних температурах та спрогнозувати появу таких особливостей ВФХ для різних частот вимірювання [9–10].

І. ОБЧИСЛЕННЯ НИЗЬКОЧАСТОТНОЇ БАР'ЄРНОЇ ЄМНОСТІ ДОСЛІДЖУВАНОЇ СТРУКТУРИ

Аналогічно до подібної задачі, описаної в [11] для структур з квантовими ямами, розрахунок виконано в припущенні, що просторовий розподіл заряду, який накопичувався в КТ, можна записати за допомогою дельта-функції. При цьому сам шар КТ знаходиться в (ДПЗ) діода Шотткі на відстані L_{dot} від поверхні напівпровідника.

Для того, щоб обчислити бар'єрну ємність структури на низьких частотах, коли рівні КТ повністю встигають слідкувати за прикладеною до структури напругою, скористаємося рівнянням Пуассона та двома граничними умовами, що визначаються через рівність нулеві поля та потенціалу на рівні плоских зон:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{en_{\text{dot}}}{\varepsilon\varepsilon_0} \delta(x - L_{\text{dot}}), \quad (1)$$

$$\varphi(w) = 0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=w} = 0, \quad (3)$$

де w — ширина ДПЗ.

У правій частині рівняння Пуассона густина заряду складається з двох доданків. Густина заряду йонізованого домішку задається відомим значенням $\rho_{\text{bulk}} = -\frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}$. Для визначеності будемо вважати, що

напівпровідник n -типу, отже, заряд йонізованого донорного домішку є позитивним. Інший компонент заряду зумовлений захопленням електронів у стани КТ. Ці стани виникають за рахунок просторового квантування та виникнення дискретного спектра в точці. Ці стани локалізовані у просторі, тому густину заряду в КТ можна змодельовати за аналогією із зарядом глибоких рівнів за допомогою δ -функції. Так що $\rho_{\text{dot}} = \frac{en_{\text{dot}}}{\varepsilon\varepsilon_0} \delta(x - L_{\text{dot}})$, де в цьому випадку n_{dot} — це поверхнева густина зарядів, акумульованих у шарі КТ.

Розв'язуючи записану вище систему рівнянь, отримаємо розподіл профілю потенціалу в ДПЗ (див. рис. 1) у вигляді:

$$\begin{aligned} \varphi(x) = & -\frac{eN_d(x-W)^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{en_{\text{dot}}\theta(x-L_{\text{dot}})}{\varepsilon\varepsilon_0} \\ & \times (x-L_{\text{dot}}) - \frac{en_{\text{dot}}}{\varepsilon\varepsilon_0}(x-w) \\ & + \frac{en_{\text{dot}}}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_{\text{dot}}-w). \end{aligned} \quad (4)$$

При великих зворотних напругах на контакті рівень Фермі E_F знаходиться нижче від енергетичного рівня в КТ E_{dot} . Тому стани в точках будуть вільні від заряду, тобто $n_{\text{dot}} = 0$. У цьому випадку залежність (4) набуде свого класичного вигляду. При зменшенні прикладеної до контакту зворотної напруги рівень

E_F наблизиться до E_{dot} , що приводить до заповнення станів у КТ, тобто n_{dot} збільшуватиметься відповідно до статистики Фермі–Дірака:

$$n_{\text{dot}}(V_{\text{dot}}) = N_{\text{dot}} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_{\text{dot}} - eV_{\text{dot}}}{kT}\right)}, \quad (5)$$

де N_{dot} — поверхнева концентрація КТ, а V_{dot} — це значення потенціалу напруги на відстані L_{dot} від межі контакту, яке можна отримати, підставивши у (4) $x = L_{\text{dot}}$:

$$V_{\text{dot}} = \varphi(L_{\text{dot}}) = -\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_{\text{dot}}-w)^2. \quad (6)$$

Під час вимірювань ВФХ зовнішня напруга задається як незалежний параметр, від якого залежить ширина ДПЗ, що своєю чергою визначає величину класичної бар'єрної ємності

$$C_{\text{bulk}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{w}. \quad (7)$$

При цьому також необхідно врахувати той факт, що у виразі (4) фігурує n_{dot} , який, згідно з (5), також залежить від ширини ДПЗ w . Отже, щоб отримати рівняння, яке неявно задає залежність $w = w(V)$, підставимо (5) у (4):

$$w^2 - \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}(\Phi_B - V) - 2N_{\text{dot}}L_{\text{dot}}/N_d \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_{\text{dot}} - \frac{e^2N_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_{\text{dot}}-w)^2}{kT}\right) \right] = 0. \quad (8)$$

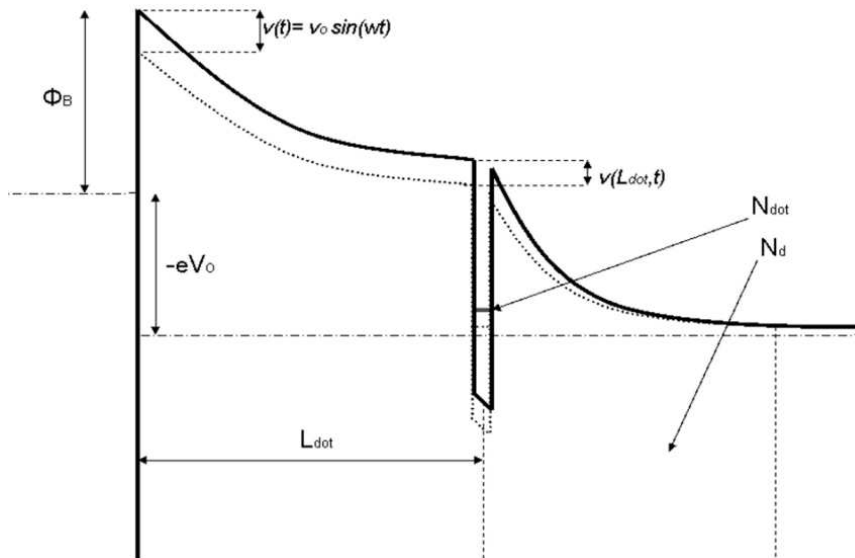


Рис. 1. Розподіл профілю потенціалу в ділянці просторового заряду для діода Шоттки з шаром квантових точок в ДПЗ.

Знайти явну залежність $w = w(V)$ в елементарних функціях у загальному випадку неможливо, але алгоритм чисельного розв'язання рівняння (8) досить легко реалізувати. Одразу потрібно зауважити, що при значних концентраціях КТ заряди, захоплені в них, можуть спричиняти свій, досить значний, вплив на бар'єрну ємність. Цей ефект також можна розглядати як наявність у структурі додаткової ємності, яка зумовлена можливістю накопичення носіїв на рівнях КТ, що формуватиме свій внесок у бар'єрну ємність (далі точкова бар'єрна ємність). Зрозуміло, що в цьому випадку мова йде про низькочастотну ємність, коли заряди в КТ повністю встигають слідкувати за зміною прикладеної до контакту напруги. Для того, щоб порахувати ВФХ цього контакту, необхідно до C_{bulk} додати точкову бар'єрну ємність C_{dot} , яка, за визначенням диференціальної ємності, дорівнює:

$$C_{\text{dot}} = e \frac{dn_{\text{dot}}}{dV}. \quad (9)$$

Унаслідок того, що заряд, захоплений у КТ, для цих структур має знак, протилежний до заряду йонізованого домішку, було показано, що при певних значеннях енергії рівнів та концентрації квантових точок на $C-V$ -характеристиці з'являється ділянка, що має негативну диференціальну ємність (НДЕ) (див. рис. 2). Існування цього ефекту експериментально підтверджено в роботі [10].

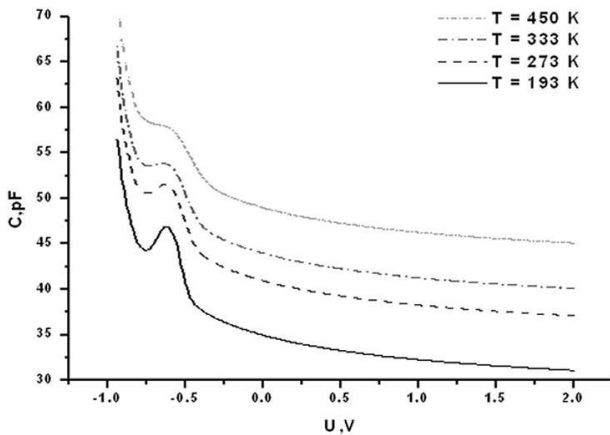


Рис. 2. Теоретично розраховані $C-V$ -характеристики досліджуваної структури для різних температур.

При дослідженні ВФХ структур із шаром КТ надзвичайно важливим є факт частотної залежності ємності структури.

Це питання є досить актуальним на цю пору, адже знання того як змінюється заряд на рівнях КТ зі зміною частоти тестового сигналу, дає змогу зрозуміти зв'язок між такими параметрами, як енергетичне положення рівня КТ, переріз захоплення носіїв у КТ та час релаксації носіїв щодо рівня КТ в таких структурах.

II. РОЗРАХУНОК ЧАСТОТНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ВОЛЬТ-ФАРАДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК

У цьому розділі поставлено завдання з'ясувати фізичні причини частотної залежності ємності, спричиненої перезарядкою шару КТ, що своєю чергою давало б змогу описати поведінку структур із КТ при зміні частоти тестового сигналу.

Для цього розглянемо зонну діаграму контакту метал-напівпровідник із вбудованим шаром КТ (рис. 1), до якого прикладено зворотну напругу V_0 , промодульовану тестовим синусоїдальним сигналом амплітуди v_0 ($v_0 \ll V_0$):

$$V = V_0 + v_0 \sin(\omega t). \quad (10)$$

Із загальних фізичних міркувань зрозуміло, що обидві компоненти ємності C_{bulk} і C_{dot} , будуть частотно-залежними, оскільки заряд, захоплений у КТ на різних частотах тестового сигналу, має дещо відрізнятись і, отже, впливати як на безпосередньо C_{dot} , так і на величину ширини ДПЗ, якою, власне, визначається величина C_{bulk} . Таким чином, залежність ємності такої структури від частоти закладена глибоко в природу кінетики перезарядки квантових рівнів, пов'язаних із наявністю КТ в ДПЗ контакту.

Отже, для правильного розуміння частотної залежності ємності та розрахунку $C-V$ залежностей на різних частотах необхідно дослідити відповідні кінетичні співвідношення.

На основі положень статистики Шоклі-Ріда [12] розглянемо можливі процеси, що приводять до зміни заряду на рівнях КТ. З одного боку, темп захоплення вільного електрона із зони провідності на рівень КТ визначається концентрацією вільних електронів $n(x, t)$, кількістю вільних рівнів для захоплення $\tilde{N}_{\text{dot}}(x) - \tilde{n}_{\text{dot}}(x, t)$, ($\tilde{N}_{\text{dot}}(x)$ — об'ємна концентрація рівнів КТ, $\tilde{n}_{\text{dot}}(x, t)$ — об'ємна концентрація заповнених рівнів КТ), перерізом захоплення σ_n , середньою тепловою швидкістю вільного електрона $\langle v_n \rangle$. Отже, на рівень КТ в одиниці об'єму та за одиницю часу буде захоплено таку кількість вільних електронів:

$$\sigma_n \langle v_n \rangle n(x, t) (\tilde{N}_{\text{dot}}(x) - \tilde{n}_{\text{dot}}(x, t)). \quad (11)$$

При цьому об'ємні концентрації рівнів КТ пов'язані з відповідними поверхневими концентраціями так:

$$\tilde{N}_{\text{dot}}(x) = N_{\text{dot}} \delta(x - L_{\text{dot}}) \quad (12)$$

$$\tilde{n}_{\text{dot}}(x, t) = n_{\text{dot}}(t) \delta(x - L_{\text{dot}}). \quad (13)$$

З іншого боку, темп теплової генерації електрона з рівня КТ в зону провідності в одиниці об'єму за одиницю часу описується співвідношенням $e_n \tilde{n}_{\text{dot}}(x, t)$.

Із урахуванням зазначеного отримаємо:

$$\frac{\partial(n_{\text{dot}}(t))}{\partial t} = \sigma_n \langle v_n \rangle n(L_{\text{dot}}, t) \times (N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(t)) - e_n n_{\text{dot}}(t). \quad (14)$$

Тестова напруга, що прикладається до контакту, приводить до періодичної зміни ширини ДПЗ w та, як наслідок, до зміни поверхневої густини заряду в КТ. Отже, за умови, що $v_0 \ll V_0$, можемо записати таке співвідношення:

$$v(t) = \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}w\Delta w(t) - \frac{e\Delta n_{\text{dot}}(t)}{\varepsilon\varepsilon_0}L_{\text{dot}}. \quad (15)$$

У формулі (15) $eN_d\Delta w$ — це зміна заряду на межі ДПЗ, тобто:

$$\Delta q_w(t) = eN_d\Delta w(t), \quad (16)$$

а $e\Delta n_{\text{dot}}$ — зміна заряду у КТ внаслідок дії малої осцилюючої напруги:

$$\Delta q_{\text{dot}}(t) = -e\Delta n_{\text{dot}}(t). \quad (17)$$

Підставляючи (16) та (17) у (15), отримуємо:

$$v(t) = \frac{\Delta q_w(t)}{\varepsilon\varepsilon_0}w + \frac{\Delta q_{\text{dot}}(t)}{\varepsilon\varepsilon_0}L_{\text{dot}}. \quad (18)$$

Тепер запишемо відповідні залежності для концентрації вільних електронів та електронів у КТ, виділивши частини, що відповідають стаціонарному випадку концентрацій (за відсутності дії тестового сигналу) та приросту, що їх набувають концентрації за умови дії малої синусоїдальної напруги:

$$n(L_{\text{dot}}, t) = n_0(L_{\text{dot}}) + \Delta n(L_{\text{dot}}, t), \quad (19)$$

$$n_{\text{dot}}(t) = n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}}) + \Delta n_{\text{dot}}(t). \quad (20)$$

Тоді рівняння (14) у стаціонарному випадку (за відсутності дії тестового сигналу) перетворюється на рівність:

$$\sigma_n \langle v_n \rangle n_0(L_{\text{dot}})(N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})) = e_n n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}}). \quad (21)$$

Звідси можна знайти швидкість емісії електронів :

$$e_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n_0(L_{\text{dot}}) \left[\frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} - 1 \right] \quad (22)$$

Підставляючи (20) та (21) у (14) та використовуючи (22) з урахуванням того, що $x = L_{\text{dot}}$, отримуємо:

$$\frac{\partial \Delta n_{\text{dot}}(t)}{\partial t} = \sigma_n \langle v_n \rangle \Delta n(L_{\text{dot}}, t)(N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})) - \Delta n_{\text{dot}}(t) \sigma_n \langle v_n \rangle n_0(L_{\text{dot}}) \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})}. \quad (23)$$

Для спрощення форми запису виразу (23) введемо таке позначення:

$$f_0 = \sigma_n \langle v_n \rangle n_0(L_{\text{dot}}). \quad (24)$$

Тоді рівняння (23) перепишемо у вигляді:

$$\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Delta n_{\text{dot}}(t)}{\partial t} = \frac{\Delta n(L_{\text{dot}}, t)}{n_0(L_{\text{dot}})} (N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})) - \Delta n_{\text{dot}}(t) \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})}. \quad (25)$$

Рівняння (25) пов'язує зміну концентрації електронів у КТ $\Delta n_{\text{dot}}(t)$ зі зміною об'ємної концентрації вільних електронів у зоні провідності у площині з КТ $\Delta n(L_{\text{dot}}, t)$. Отже, для його послідовного розв'язання необхідно спочатку знайти $\Delta n(L_{\text{dot}}, t)$, що своєю чергою залежить від варіації напруги у площині з КТ $v(L_{\text{dot}}, t)$.

За умови, що амплітуда тестового сигналу набагато менша за постійну напругу зміщення $v_0 \ll V_0$, виходячи з (6), можна записати таке співвідношення:

$$v(L_{\text{dot}}, t) = \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}(w - L_{\text{dot}})\Delta w(t). \quad (26)$$

Тоді, підставляючи (16) у (26), отримуємо:

$$v(L_{\text{dot}}, t) = \frac{\Delta q_w}{\varepsilon\varepsilon_0}(w - L_{\text{dot}}). \quad (27)$$

Ураховуючи, що концентрація електронів в зоні провідності має розподіл Больцмана, для площини $x = L_{\text{dot}}$ знаходимо зміну концентрації носіїв у зоні провідності користуючись (19) та (27):

$$\Delta n(L_{\text{dot}}, t) = n_0(L_{\text{dot}}) \left(\exp \left[-\frac{ev(L_{\text{dot}}, t)}{kT} \right] - 1 \right). \quad (28)$$

З іншого боку, на підставі (18) маємо:

$$\Delta q_w(t) = \frac{(\varepsilon\varepsilon_0 v(t) - L_{\text{dot}} \Delta q_{\text{dot}}(t))}{w}. \quad (29)$$

Підставивши (29) у (27), отримуємо вираз для зміни напруги в площині $x = L_{\text{dot}}$:

$$v(L_{\text{dot}}, t) = \frac{w - L_{\text{dot}}}{\varepsilon\varepsilon_0 w} (\varepsilon\varepsilon_0 v(t) - L_{\text{dot}} \Delta q_{\text{dot}}(t)). \quad (30)$$

Тоді, використавши (30) та (28), для рівняння (25) одержимо:

$$\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Delta q_{\text{dot}}(t)}{\partial t} = -\Delta q_{\text{dot}}(t) \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} - e(N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})) \left(\exp \left[-\frac{e}{kT} \frac{w - L_{\text{dot}}}{\varepsilon \varepsilon_0 w} (\varepsilon \varepsilon_0 v(t) - L_{\text{dot}} \Delta q_{\text{dot}}(t)) \right] - 1 \right). \quad (31)$$

Отримане рівняння в загальному випадку розв'язати аналітично неможливо. Але можна дещо спростити його, коли $\left| \frac{ev(L_{\text{dot}}, t)}{kT} \right| \ll 1$, що є справедливим, якщо амплітуда тестового синусоїдального сигналу мала. Розкладаючи у (28) експоненту в ряд Тейлора та обмежуючись першими двома членами, отримуємо:

$$\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Delta q_{\text{dot}}(t)}{\partial t} = \frac{e^2 (w - L_{\text{dot}}) (N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}}))}{kT \varepsilon \varepsilon_0 w} (\varepsilon \varepsilon_0 v(t) - \Delta q_{\text{dot}}(t) L_{\text{dot}}) - \Delta q_{\text{dot}}(t) \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})}. \quad (32)$$

Для спрощення запису цього рівняння введемо позначення:

$$\frac{e^2 (w - L_{\text{dot}}) (N_{\text{dot}} - n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}}))}{kT \varepsilon \varepsilon_0 w} \equiv \frac{1}{\lambda}. \quad (33)$$

Використовуючи (32) та (33), записуємо таке рівняння:

$$\frac{\partial \Delta q_{\text{dot}}(t)}{\partial t} = \frac{f_0 \varepsilon \varepsilon_0}{\lambda} \nu(t) - \Delta q_{\text{dot}}(t) \times \left[f_0 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right) \right]. \quad (34)$$

Розв'язок рівняння (34) можна відшукати у вигляді:

$$\Delta q_{\text{dot}}(t) = \Delta q_{\text{dot}0} \exp(j(\omega t + \varphi)). \quad (35)$$

Ураховуючи формалізм рівняння (34), запишемо його розв'язок так:

$$\Delta q_{\text{dot}}(t) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 f_0}{\lambda} \frac{\nu(t)}{j\omega + f_0 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)}. \quad (36)$$

Струм, що тече через структуру, можна розрахувати за формулою:

$$i(t) = \frac{\partial(\Delta q_{\text{dot}}(t))}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta q_w(t))}{\partial t}. \quad (37)$$

Використовуючи (29) та (36), отримуємо:

$$i(t) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 f_0}{\lambda} \frac{j\omega \nu(t)}{j\omega + f_0 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)} \left(1 - \frac{L_{\text{dot}}}{w} \right) + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{w} j\omega \nu(t). \quad (38)$$

Тоді, поділивши (38) на $\nu(t) = v_0 \exp(j\omega t)$, знайдемо комплексну провідність структури:

$$\frac{i(t)}{\nu(t)} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 f_0}{\lambda} \left(1 - \frac{L_{\text{dot}}}{w} \right) \frac{\omega^2 + j\omega f_0 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)}{\omega^2 + f_0^2 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)^2} + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{w} j\omega = G(\omega) + j\omega C(\omega). \quad (39)$$

Із (39) отримуємо частотну залежність ємності структури:

$$C(\omega) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\lambda} \left(1 - \frac{L_{\text{dot}}}{w} \right) \frac{f_0^2 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)}{\omega^2 + f_0^2 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)^2} + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{w}. \quad (40)$$

Звідси бачимо, що на високих частотах існує лише бар'єрна об'ємна ємність:

$$C(\omega \rightarrow \infty) = C_{\text{bulk}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{w}. \quad (41)$$

На низьких частотах з'являється додаткова ємність КТ:

$$C(\omega \rightarrow 0) = C_{\text{bulk}} + C_{\text{dot}}(\omega \rightarrow 0) = C_{\text{bulk}} + \left(1 - \frac{L_{\text{dot}}}{w} \right) \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\lambda \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)}. \quad (42)$$

Отже, можна так записати загальну формулу для ємності:

$$C_{\text{dot}}(\omega) = \frac{C_{\text{dot}}(\omega \rightarrow 0)}{1 + \frac{\omega^2}{f_0^2 \left(\frac{L_{\text{dot}}}{\lambda} + \frac{N_{\text{dot}}}{n_{\text{dot}}(V_{L_{\text{dot}}})} \right)^2}} \quad (43)$$

Отриманий у цій роботі вираз для частотної залежності ВФХ діода Шоттки із вбудованим шаром квантових точок дає можливість звести розрахунок частотної залежності ВФХ до розрахунку низькочастотної ємності, що є дуже важливим, оскільки він дозволяє для однієї низькочастотної ємності аналітично розрахувати одразу ціле сімейство вольт-фарадних характеристик для різних частот.

Як легко побачити зі співвідношень (24) та (33), параметри f_0 та λ мають розмірності певних ефективних, відповідно, частоти та довжини, що визначаються параметрами шару квантових точок та місцем його розташування в структурі.

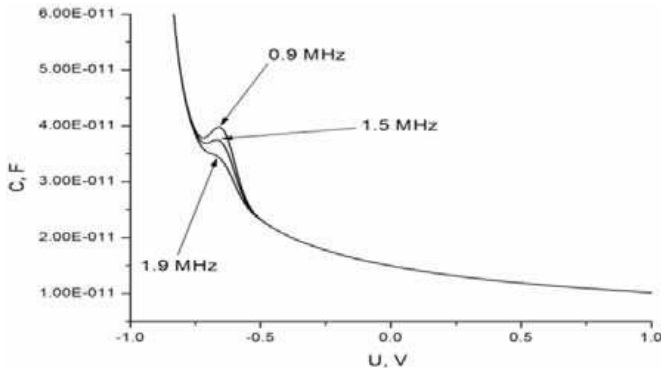


Рис. 3. Результати моделювання вольт-фарадної характеристики для трьох різних частот тестового сигналу.

Графіки кривих, зображені на рис. 3, є переконливим свідченням того факту, що ефект негативної диференціальної ємності є ефектом кінетичним за своєю природою. Так, за допомогою співвідношення (40) можна визначити певне порогове значення частоти тестового сигналу, починаючи з якого на ВФХ

має спостерігатися ділянка залежності з негативною диференціальною ємністю.

Цілком природно, що, маючи набір ВФХ, виміряних на кількох різних частотах для одного й того ж зразка, можна з декількох незалежних рівнянь, що їх описують, утворити систему, з якої, своєю чергою, визначати певний набір параметрів для шару квантових точок. Зокрема, за допомогою (40) можна визначати такі параметри, як E_{dot} , N_{dot} , L_{dot} , σ . Серед цих параметрів найважливішими, безумовно, є енергетичне положення рівня квантової точки E_{dot} та ефективний переріз захоплення в неї електронів σ , оскільки N_{dot} та L_{dot} , як правило, відомі з технології отримання досліджуваних наноструктур.

Унікальною перевагою описаного підходу є те, що він дає змогу з вимірів C - V -залежностей на різних частотах незалежно визначати ефективний перетин захоплення електронів у квантові точки та його температурну залежність. Необхідно зазначити, що кількість прямих методів, що дозволяють визначати та досліджувати перетин захоплення носіїв у квантові точки залежно від температури, на сьогодні дуже мала.

На основі сказаного можна зробити висновок, що дослідження, зроблені в цій статті, дають змогу розкрити фізичний механізм виникнення ефекту негативної диференціальної ємності та за допомогою аналітичних співвідношень проаналізувати умови (діапазони частот і температури), при яких можна спостерігати та практично використовувати цей ефект, зокрема в запам'ятовуючих пристроях [4].

І хоча для створення таких приладів необхідно глибше вивчати цей ефект, зроблені в цьому розділі аналітичні розрахунки C - V -залежностей допомагають якісно та кількісно оцінити величину ефекту негативної диференціальної ємності, визначити його температурну й частотну залежності та сформулювати вимоги до структур, у яких цей ефект може знайти своє практичне застосування. Сподіваємося також, що співвідношення, отримані в цій статті, будуть корисними для аналізу ВФХ структур метал-напівпровідник з іншими нанооб'єктами, такими, як квантові нитки, квантові точки у квантових ямах та деякими іншими.

[1] Н. Н. Леденцов *и др.*, Физ. техн. полупр. **32**, 385(1998).
 [2] В. А. Егоров *и др.*, Физ. техн. полупр. **46**, 53 (2004).
 [3] А. V. Dvurechenskii, A. I. Yakimov, A. I. Nikiforov, in *Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices*, edited by A. A. Balandin, K. L. Wang (American Scientific Publishers, New-York, 2006), p. 33.
 [4] C. Balocco, A. M. Song, M. Missous, Appl. Phys. Lett. **88**, 5911(2004).
 [5] C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, Appl. Phys. Lett. **77**, 4169 (2000).
 [6] S. Schulz *et al.*, Phys. Rev. B. **B69**, 195317 (2004).

[7] A. J. Chiquito *et al.*, J. Appl. Phys. **88**, 1987 (2000).
 [8] A. J. Chiquito *et al.*, Phys. Rev. **61**, 5499 (2000).
 [9] S. D. Lin *et al.*, Sensor Electronics and Microsystem Technologies **2**, 3 (2006).
 [10] S. D. Lin *et al.*, Appl. Phys. Lett. **90**, 263114 (2007).
 [11] P. Blood, J. W. Orton, *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States* (Philips Research Laboratories, Redhill, Surrey RH1 5NA, UK, 1991).
 [12] Л. С. Берман, А. А. Лебедев, *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Ленинград, Наука, 1981).

MODELLING OF THE FREQUENCY DEPENDENCE OF CAPACITANCE-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF METAL-SEMICONDUCTOR CONTACT WITH QUANTUM DOT LAYER

V. V. Ilchenko, K. Y. Panarin, A. A. Buyanin, V. V. Marin, N. V. Shkil, O. V. Tretyak
*Radiophysics faculty, Taras Shevchenko National University of Kyiv,
64, Volodymyrska St., Kyiv, 01033, Ukraine*

The modelling of the capacitance-voltage characteristics of the metal-semiconductor contact with quantum dot layer located in the space charge region has been carried out. The analytical solution for the capacitance-voltage dependence allows to clearly describe their certain part with negative differential capacitance. It was shown that this effect can be observed or disappear depending on testing signal frequency on which the measuring is done. It was displayed that this effect is kinetic by its nature and it can be formed depending on the rate of changing quantum dots charge state on different frequency measuring.