

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

## ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОГО ДІОДА

На основі розгляду фізичних процесів у тунельно-резонансному діоді визначено аналітичні формули ємності та індуктивності, які залежать як від технологічних параметрів, так і від режиму роботи. Показано, що ємність діода змінюється від  $1,99 \cdot 10^{-18}$  Ф до  $1,97 \cdot 10^{-18}$  Ф від напруги на спадній ділянці вольт-амперної характеристики, а зміна величини індуктивності в діапазоні від  $0,5 \cdot 10^{-13}$  Гн до  $2,75 \cdot 10^{-13}$  Гн. Індуктивність тунельно-резонансного діода зв'язана з кінцевою швидкістю руху електронів і вона завжди існує в діоді за будь-яких умов. Це пояснюється тим, що напруга на емітері, яка викликала рух електронів через прилад, випереджає струм, тобто струм завжди запізнюється по відношенню до напруги, що еквівалентно індуктивній реакції тунельно-резонансного діода. Власна резонансна частота на ділянці від'ємного диференційного опору змінюється від  $5 \cdot 10^{14}$  Гц до  $3,3 \cdot 10^{14}$  Гц. Резонансно-тунельні діоди можна використовувати як регульовані ємнісні та індуктивні елементи, причому їх добротність можна регулювати за рахунок від'ємного диференційного опору в інтервалах від 100 і більше.

Ключові слова: тунельно-резонансний діод, частота, ємність, індуктивність, від'ємний диференційний опір.

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

## RESEARCH OF REACTIVE PROPERTIES OF TUNNEL RESONANCE DIODES

Based on the physical processes considered in the resonance tunnel diode, analytical formulas for the capacitance and inductance are determined, which depend on both the technological parameters and the operating mode. It is shown that the diode capacitance varies from  $1.99 \cdot 10^{-18}$  F to  $1.97 \cdot 10^{-18}$  F from the voltage in the downstream section of the current-voltage characteristic, and the change in the inductance in the range from  $0.5 \cdot 10^{-13}$  H to  $2.75 \cdot 10^{-13}$  H. The inductance of the tunnel resonance diode is related to the finite velocity of the electrons and it always exists in the diode under any conditions. This is because the voltage at the emitter, which caused the movement of electrons through the device, is ahead of the current, that is, the current is always delayed relative to the voltage, which is equivalent to the inductive reaction of the tunnel resonance diode. The natural resonant frequency in the area of negative differential resistance varies from  $5 \cdot 10^{14}$  Hz to  $3.3 \cdot 10^{14}$  Hz. Resonance tunnelling diodes can be used as adjustable capacitive and inductive elements, and their quality factor can be adjusted due to negative differential resistance in the range of 100 or more.

Keywords: resonance tunnel diode, frequency, capacitance, inductance, negative differential resistance.

### Вступ

Тунелювання носіїв заряду скрізь потенціальний бар'єр відповідає за виникнення від'ємного диференційного опору на спадній ділянці вольт-амперної характеристики. Це явище відкрив японський вчений Л. Есакі у 1957 році при дослідженні високолегованих класичних напівпровідникових діодів. Разом з ученим Тцу, він висловив думку, що такий ефект повинен існувати і в квантових гетероструктурах при рухові електронів перпендикулярно до площини потенціальних бар'єрів, які поділяють квантові гетероструктури [1]. Дійсно у роботах [2, 3] вони першими дослідили від'ємний диференційний опір у наноструктурах AlGaAs/GaAs внаслідок резонансного тунелювання скрізь потенціальні бар'єри. Проте лише на початку 80-х років минулого століття вдалося створити високоякісні квантові гетеропереходи, що дало можливість виготовляти тунельно-резонансні діоди. Після цього почалося широке проведення теоретичних і експериментальних досліджень цих приладів. Унікальними властивостями тунельно-резонансних діодів є їх надвисокочастотні властивості разом з від'ємним диференційним опором, що дозволило будувати на їх основі логічні пристрої, прилади пам'яті, перемикачі, резонансні підсилювачі, генератори, сенсори, та багато інших приладів [4–8]. Проте використання їх у якості регульованих надвисокочастотних ємностей і індуктивностей з високим значенням добротності за рахунок компенсації втрат енергії від'ємним диференційним опором до теперішнього часу не повністю розглянуто. Дослідженню цього питання присвячена дана робота.

### Теоретичні і експериментальні дослідження

Дослідження реактивних властивостей резонансно-тунельних діодів потребує знань фізичних процесів, будови самої структури діодів, математичної моделі вольт-амперних характеристик, режимів роботи. Тому попередньо розглянемо ці питання. Теоретичні і експериментальні дослідження тунельно-резонансних діодів розпочалося з розробки математичної моделі вольт-амперної характеристики, виходячи з фізичних процесів тунелювання електронів скрізь потенціальні бар'єри. Розглянемо типову квантову структуру AlAs-GaAs-AlAs, фізичні процеси при перпендикулярному рухові електронів через потенціальні бар'єри і квантову яму на основі енергетичних діаграм зони провідності і валентної зони тунельно-резонансного діода за різних значень прикладеної напруги. Потенціальні бар'єри і квантова яма між ними утворено за рахунок різних значень ширини заборонених зон для напівпровідникових сполук GaAs і AlAs,

що приводить до розриву енергетичних рівнів дна зони провідності і стелі валентної зони (рис. 1, а, б) [9].

Прикладання зовнішньої напруги до електродів емітер-колектор квантової гетероструктури призводить до зміни величини електронів, які тунелюють через потенціальні бар'єри і квантову яму, що призводить до зміни величини струму через структуру. На рис. 2,а надано енергетичну діаграму квантової гетероструктури з подвійним бар'єром без прикладання зовнішньої напруги, коли рівень Фермі в емітерній області знаходиться нижче резонансного рівня  $E_1$  у квантовій ямі, а на рис. 2,б і рис. 2,в надано аналогічну структуру, до якої подано зростаюче за величиною електричне поле. Резонансне тунелювання відбувається при напрузі  $U_1 = 2E_1/q$ , де  $q$  – заряд електрона. При цьому рівень Фермі для металевого емітерного контакту  $E_\phi^E$  зліва збігається з енергетичним рівнем  $E_1$  ями і коефіцієнт тунельного пропускання наближається до одиниці, внаслідок чого струм через структуру різко зростає.

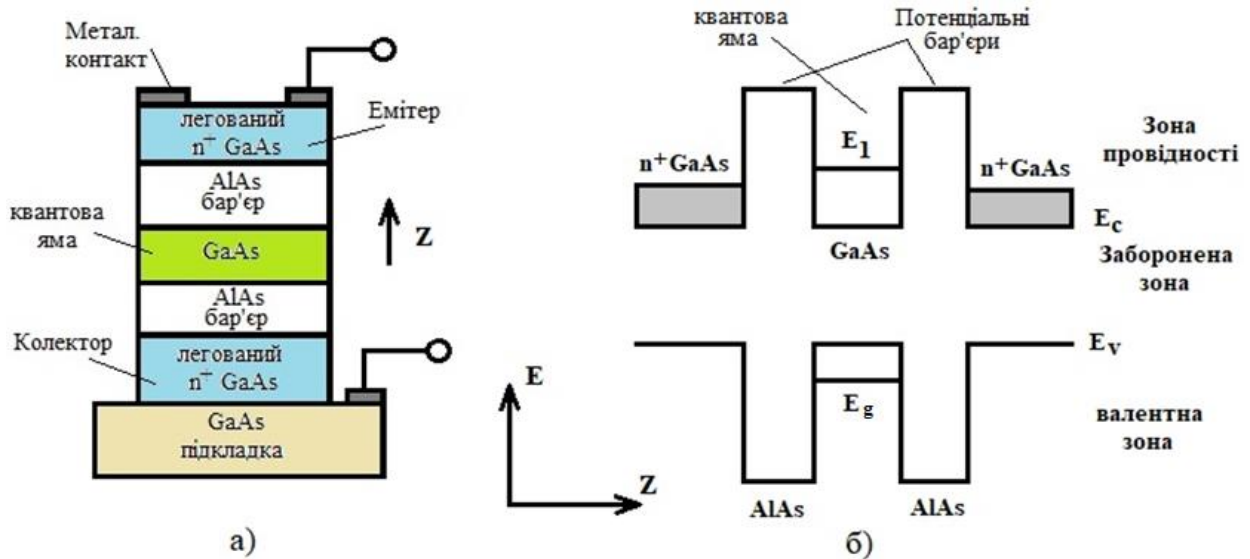


Рис. 1. Квантова гетероструктура AlAs-GaAs-AlAs (а) та її енергетична діаграма зони провідності та валентної зони (б) [9]

Коли величина прикладеного поля стає вище за величину  $2E_1/q$  і рівень Фермі  $E_\phi^E$  перевищує  $E_1$ , струм через структуру зменшується, як показано на рис. 2,в. На рис. 2,г подано вольт-амперну характеристику, на якій існує спадна ділянка, що відповідає існуванню від'ємного диференційного опору. При подальшому зростанні напруги  $U$  бар'єри, які повинні долати електрони, стають меншими за величиною, і струм через квантову структуру повинен знову зростати. Цей якісний опис був експериментально підтверджений дослідженнями Л. Есакі як для діодів, так і для надграток з квантових гетероструктур, які були вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії.

Слід зауважити, що рух електронів у квантових ямах обмежено у напрямку координати  $z$ , а в площині  $(x, y)$  вони є вільними і їх поведінка така ж сама, як у твердих тривимірних тілах. У цьому випадку хвильову функцію електрона можна подати у вигляді добутку трьох хвильових функцій по координатах  $x, y, z$  [10]

$$\Psi = \psi_x \psi_y \psi_z, \tag{1}$$

де, відповідно до простої моделі квантової ями, функції  $\psi_x$  і  $\psi_y$  є розв'язком рівняння Шредінгера для вільного електрона, тобто описують біжучу хвилю.

В той же час хвильова функція  $\psi_z$  є розв'язком того ж рівняння Шредінгера тільки для електрона у прямокутній потенціальній ямі. Враховуючі вище наведене, повну енергію електрона у квантовій ямі можна описати виразом [10]

$$E(K_x, K_y, n) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (K_x^2 + K_y^2) + E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} (K_x^2 + K_y^2) + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2} n^2, \quad n = (1, 2, \dots), \tag{2}$$

де  $K_x, K_y$  – проекції хвильового вектора електронів на вісі  $x$  і  $y$ ,  $\hbar = h/2\pi$  – стала Планка,  $m^*$  – ефективна маса електрона,  $E_n$  – енергетичні рівні у квантовій ямі,  $a$  – ширина квантової ями,  $n$  – число енергетичних рівнів у квантовій ямі.

Для отримання вольт-амперної характеристики тунельно-резонансного діода використовується рівняння Шредінгера у загальному вигляді [11]

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_n}{\partial \vec{r}^2} + U(\vec{r}) \psi_n(\vec{r}) = E(\vec{K}) \psi_n(\vec{r}) - E_n(0) \psi_n(\vec{r}), \tag{3}$$

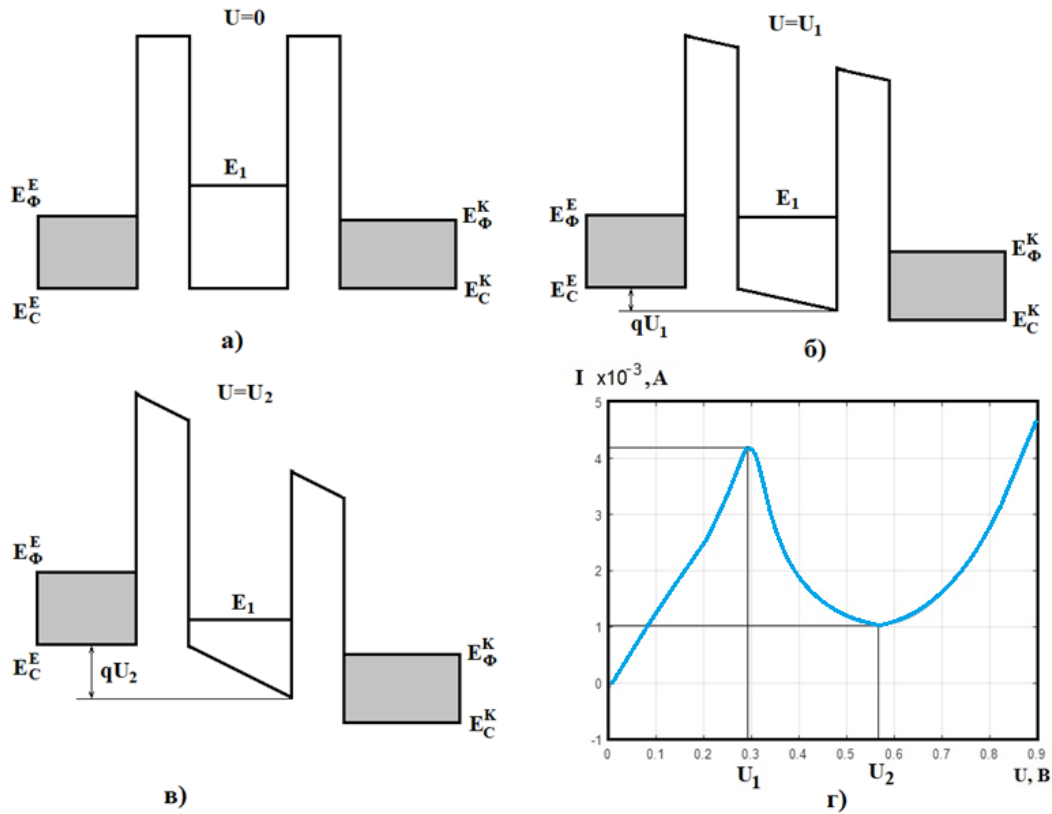


Рис. 2. Зміна енергетичної діаграми зони провідності гетероструктури AlAs-GaAs-AlAs при прикладенні зовнішньої напруги (а), (б), (в) і вольт-амперна характеристика (г) [9]

де  $\psi_n(\vec{r})$  – хвильова функція електрона, яка залежить від радіуса – вектора  $\vec{r}$ , що відповідає електрону з енергією рівня  $n$ ;  $U(\vec{r})$  – потенціальна енергія бар’єрів;  $\vec{K}$  – хвильовий вектор електрона;  $E(\vec{K})$  – енергія електрона;  $E_n(0)$  – енергія електрона у квантовій ямі при  $n=0$ . На основі рівняння (3) отримана функція щільності струму від прикладеної напруги, яка має назву функція Тцу-Есакі [2]

$$J = \frac{qm^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_C}^{\infty} T(E_Z) \log \left[ \frac{1 + \exp\left(\frac{E_\Phi - E_Z}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_\Phi - E_Z - qU}{kT}\right)} \right] dE_Z, \quad (4)$$

де  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура,  $E_\Phi$  – рівень Фермі в зоні провідності емітера,  $U$  – прикладена напруга,  $T(E_Z)$  – коефіцієнт прозорості проходження електронами потенціальних бар’єрів і квантової ями. Для більш точного опису вольт-амперної характеристики необхідно враховувати фонове розсіювання електронів, розсіювання на домішках, розсіювання на границях, розсіювання електронів на сплавах. Найбільш точно описує вольт-амперну характеристику тунельно-резонансних діодів чисельна кінетична модель на базі функцій Гріна [11]. Однією з проблем в розрахунках вольт-амперної характеристики є визначення коефіцієнта прозорості  $T(E_Z)$  двобар’єрної квантової гетероструктури.

Під коефіцієнтом прозорості потенціального бар’єру розуміють відношення щільності потоку електронів, які пройшли через бар’єр до щільності потоку електронів падаючої хвилі, а коефіцієнт відбиття електронів від бар’єру визначається відношенням щільності потоку відбитих електронів від бар’єру до щільності потоку падаючих на бар’єр електронів. Розглянемо випадок, коли електрони взаємодіють з прямокутним

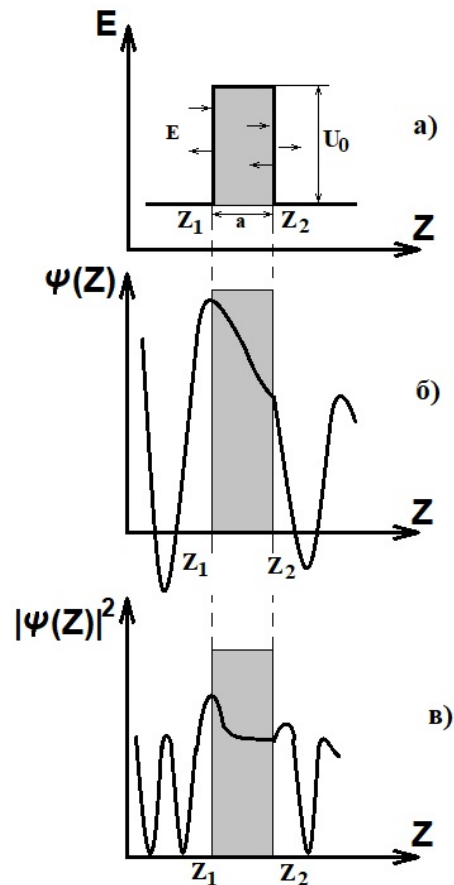


Рис. 3. Взаємодія квантової частинки з повною енергією  $E$  з прямокутним бар’єром висотою  $U_0$  і шириною  $a$  [12]

потенціальним бар'єром шириною  $a$ , висота якого більша його енергії ( $U_0 > E$ ), що надано на рис. 3 [12].

На рис. 3 подано потенціальний бар'єр висотою  $U_0$  і шириною  $a$ , стрілочками показано рух електронів (а); зміна хвильової функції при проходженні електронами потенціального бар'єру (б); зміна імовірності проходження потенціального бар'єру електронами  $|\psi(z)|^2$ , (в).

У квантовій механіці рух електрона в одновимірному потенціальному полі описується рівнянням Шредінгера, яке витікає з рівняння (3)

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi}{dz^2} + U_0(z)\psi(z) = E\psi(z), \quad (5)$$

де  $U_0(z)$  – зміна потенціальної енергії електрона;  $E$  – повна енергія електрона;  $\psi(z)$  – хвильова функція.

У випадку, коли  $U_0 > E$ , класична частинка не може пройти через такий бар'єр. Вона буде відбиватися у так званих класичних точках повороту. Точка повороту – це точка з координатою  $z$ , в якій кінетична енергія частинки перетворюється в нуль, тобто її повна енергія  $E$  дорівнює  $U_0(z)$ . Для прямокутного бар'єра точки повороту збігаються з координатами границь (точки  $z_1$  і  $z_2$  на рис. 3). Досягнувши точки повороту, частинка починає рухатися у зворотному напрямку.

Для визначення коефіцієнта тунельної прозорості прямокутного бар'єра (рис. 3,а) необхідно розв'язати рівняння Шредінгера для області попереду бар'єра, яке буде мати вигляд

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi_1}{dz^2} - E\psi_1(z) = 0, \quad (6)$$

Для розв'язку рівняння (6) складено характеристичне квадратне рівняння

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} K^2 - E = 0, \quad (7)$$

звідки  $K = \pm iK_1$ ,  $i = \sqrt{-1}$

$$K_1 = (1/\hbar)\sqrt{2mE}, \quad (8)$$

тоді хвильова функція  $\psi_1(z)$  має вигляд

$$\psi_1(z) = A_1 e^{iK_1 z} + B_1 e^{-iK_1 z}, \quad z < z_1, \quad (9)$$

Аналітичним чином отримують розв'язок рівняння Шредінгера для області всередині потенціального бар'єра

$$\psi_2(z) = A_2 e^{\xi z} + B_2 e^{-\xi z}, \quad z_1 < z < z_2, \quad (10)$$

де  $\xi = 1/\hbar\sqrt{2m^*(U_0 - E)}$ .

Для області поза бар'єром хвильова функція визначається виразом

$$\psi_3(z) = A_3 e^{iK_1 z}, \quad z > z_2, \quad (11)$$

У виразах (9) – (11) члени  $A_1 e^{iK_1 z}$  і  $B_1 e^{-iK_1 z}$ ,  $A_2 e^{\xi z}$  і  $B_2 e^{-\xi z}$  описують падаючу і відбиту електронну хвилю, а  $A_3 e^{iK_1 z}$  – хвилю, яка пройшла через бар'єр. Існування хвилі, яка пройшла через бар'єр, що відповідає квантовій частинці з енергією, меншою висоти бар'єра, називають тунельним ефектом. Для його кількісного опису використовують коефіцієнт тунельної прозорості, який визначається постійними інтегрування  $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2$ . Ці величини знаходяться з умов неперервності хвильових функцій  $\psi_1(z)$ ,  $\psi_2(z)$  і  $\psi_3(z)$ , а також їх перших похідних у точках  $z_1$  і  $z_2$ . У випадку одиночного прямокутного бар'єра коефіцієнт тунельної прозорості описується формулою [10]

$$T(E) = \frac{4K_1^2 \xi^2}{(K_1^2 + \xi^2) \operatorname{sh}^2(a\xi) + 4K_1^2 \xi^2}. \quad (12)$$

Якщо виконується умова  $a\xi \ll 1$ , то вираз для коефіцієнта прозорості спрощується

$$T(E) \approx T_0 e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m^*(U(z)-E)}}, \quad (13)$$

де  $T_0 = 16(U_0 - E)/U_0$ . Прозорість потенціального бар'єру довільної форми можна оцінити за виразом [4]

$$T(E) \cong e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{2m^*(U(z)-E)} dz}, \quad (14)$$

$z_1$  і  $z_2$  точки повороту, при яких виконується умова  $E = U(z_1) = U(z_2)$ . Коефіцієнт відбиття при цьому визначається на основі співвідношення  $R(E) = 1 - T(E)$ .

Ситуація суттєво змінюється у випадку подвійного бар'єра, коли функція  $T(E)$  набуває більш складного вигляду і являє собою добуток двох величин:  $T_E$  для першого бар'єра або емітера і  $T_K$  для

другого бар'єра або колектора, отже

$$T(E) = T_E T_K, \tag{15}$$

при цьому розглядається ситуація, коли енергія електронів  $E$  менше висоти бар'єрів. Найбільш проста задача розв'язується, коли бар'єри ідентичні. Коефіцієнт тунельної прозорості такої двобар'єрної структури описується рівнянням [10]

$$T(E) = \frac{T_0^2}{T_0^2 + 4R_0 \cos^2(\xi a - Q)}, \tag{16}$$

де величини  $T_0$  і  $R_0$  є коефіцієнтами прозорості і відбивання для одиночного бар'єра,  $a$  – товщина квантової ями,  $Q$  – фазовий кут.

Перейдемо до розгляду реактивних елементів тунельно-резонансного діода, виходячи з його еквівалентної схеми [13]. До реактивних елементів відносяться ємність та індуктивність приладу. На рис. 4 наведено еквівалентну схему тунельно-резонансного діода.

Якщо вважати, що між емітером і колектором лежить двобар'єрна зона, що збіднена носіями заряду, то її можна віднести до діелектричного шару товщиною  $d$ , тоді ємність тунельно-резонансного діода можна розрахувати за відомою формулою [14].

$$C = S \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{d}, \tag{17}$$

де  $S$  – площа перерізу двобар'єрної системи діода,  $\varepsilon$  – діелектрична стала напівпровідника GaAs;  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала вакууму,  $d$  – товщина двобар'єрної системи.

Індуктивність тунельно-резонансного діода зв'язана з кінцевою швидкістю руху електронів і вона завжди існує в діоді при будь-яких умовах. Це пояснюється тим, що напруга на емітері, яка викликала рух електронів через прилад, випереджає струм, тобто струм завжди запізнюється по відношенню до напруги, що еквівалентно індуктивній реакції тунельно-резонансного діода. Виходячи з фізичних законів квантової механіки, розраховуємо формулу індуктивності. Енергія електронів у квантовій ямі з однієї сторони визначається другою складовою у формулі (2), а з другої – дорівнює енергії магнітного поля, тому можемо записати

$$\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* a^2} = \frac{Li^2}{2}, \tag{18}$$

де  $L$  – індуктивність еквівалентної схеми тунельно-резонансного діода,  $i$  – величина струму, який протікає через діод. З формули (18) знаходимо величину індуктивності

$$L = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{m^* a^2 i^2} = \frac{h^2 n^2}{4a^2 m^* i^2}. \tag{19}$$

З другого боку енергія електронів у квантовій ямі дорівнює енергії електричного поля, тобто

$$\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* a^2} = \frac{CU^2}{2}, \tag{20}$$

де  $U$  – напруга прикладена до тунельно-резонансного діода. З виразу (20) знаходимо величину ємності

$$C = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{m^* a^2 U^2} = \frac{h^2 n^2}{4m^* a^2 U^2}, \tag{21}$$

Перевірити справедливість формул (19) і (21) можна, якщо розрахувати еквівалентну ємність та індуктивність з вхідного повного опору еквівалентної схеми (рис. 4). Вираз вхідного повного опору має вигляд

$$Z_{вх} = R_s + \frac{-\frac{R_g L}{C} - \frac{R_g}{\omega C} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{R_g^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} - j \frac{\frac{R_g^2}{\omega C} + \frac{L}{C} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{R_g^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \tag{22}$$

В режимі резонансу уявна складова виразу (22) дорівнює нулю, тобто

$$\frac{\frac{R_g^2}{\omega C} + \frac{L}{C} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{R_g^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = 0. \tag{23}$$

З формули (23) знаходимо резонансну частоту, яка визначається виразом

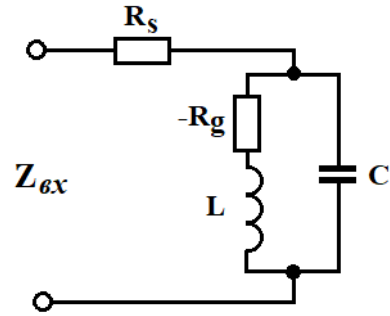


Рис. 4. Еквівалентна схема тунельно-резонансного діода, на якій  $R_s$  – опір втрат;  $R_g$  від'ємний диференціальний опір;  $C$  – ємність діода;  $L$  – індуктивність діода [13]

$$f_{рез} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R_g^2}{L^2}} . \tag{24}$$

Прирівнюючи нулю активну складову виразу (22), визначаємо частоту, при якій в коливальній системі тунельно-резонансного діода повністю компенсуються втрати енергії, при цьому отримуємо рівняння четвертої степені

$$\omega^4 R_s^2 C^2 L^2 - \omega^2 (2LCR_s - R_s R_g^2 C^2) + (R_s + R_g) = 0 . \tag{25}$$

Введемо такі позначення

$$s = C^2 L^2 R_s , \tag{26}$$

$$b = (2LCR_s - R_s R_g^2 C^2) , \tag{27}$$

$$d = R_s + R_g . \tag{28}$$

Тоді рівняння (25) прийме вигляд

$$s\omega^4 - b\omega^2 + d = 0 , \tag{29}$$

Розв'язок якого описується виразом

$$\omega^2 = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4sd}}{2s} . \tag{30}$$

Кінцевий результат визначення частоти, при якій активна складова повного вхідного опору дорівнює нулю, має вигляд

$$f_{R=0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4sd}}{2s}} . \tag{31}$$

Слід зауважити, що частота  $f_{R=0}$  повинна бути більшою за резонансну частоту  $f_{рез}$ , а робоча частота генератора на основі тунельно-резонансного діода, повинна бути значно менша частоти  $f_{R=0}$  діода.

З рівняння (24) визначається величина ємності тунельно-резонансного діода, яка має вигляд

$$C = \frac{L}{\omega^2 L^2 + R_g^2} . \tag{32}$$

Розрахунки залежності ємності  $C$ , згідно формули (32) від прикладеної напруги представлено на рис. 5.

Як видно з графіка, величина ємності є постійною в інтервалі напруг від нуля до 0,3 В. На ділянці від 0,3 В до 0,6 В спадає майже по лінійному закону, а далі після напруги 0,6 В до 0,9 В зростає. Така поведінка ємності від напруги пояснюється зміною від'ємного диференційного опору на спадній ділянці вольт-амперної характеристики. Порівняння величини ємності, розрахованої згідно формули (21) і (32) при величині прикладеної напруги 0,4 В співпадають з точністю до другого розряду, тобто з точністю до 0,01 %.

Величина індуктивності  $L$  тунельно-резонансного діода визначається на основі виразу (24) і описується формулою

$$L = \frac{1}{C} - \sqrt{\frac{1}{C^2} - 4R_g^2 \omega^2} . \tag{33}$$

На рис. 6 надано розрахунки індуктивності згідно з формулою (33).

Як видно з графіка, зміна величини індуктивності від прикладеної напруги також пояснюється її залежністю від зміни від'ємного диференційного опору на спадній ділянці вольт-амперної характеристики. Порівняння величини індуктивності, яка розрахована згідно формул (19) і (33) співпадають з точністю до 0,01 % в точці з напругою 0,4 В. Як видно з розрахунків, резонансно-тунельні діоди можна використовувати як регульовані ємнісні та індуктивні елементи в області терагерцових частот, причому їх добротність можна регулювати за рахунок від'ємного диференційного опору в інтервалах від 100 і вище.

Зміна диференційного опору по всій шкалі прикладених напруг подано на рис. 7. Від'ємний диференційний опір визначається ділянкою напруг від 0,3 В до 0,6 В. Його величина змінюється від 80 Ом до 550 Ом. Така зміна диференційного опору від прикладеної напруги пояснюється ходом вольт-амперної характеристики діода.

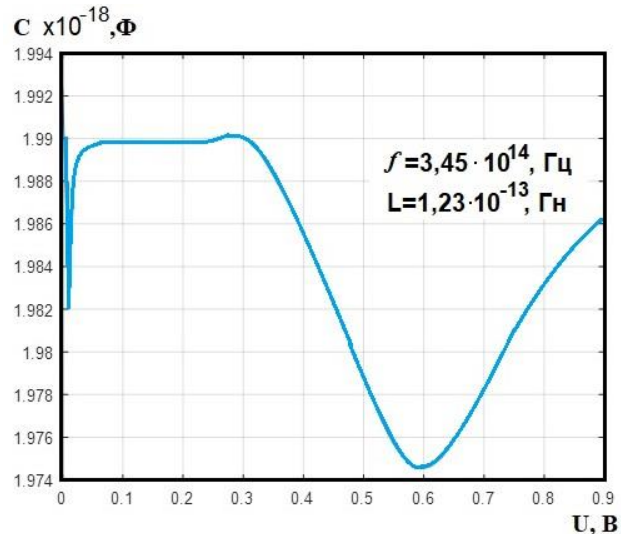


Рис. 5. Залежність ємності тунельно-резонансного діода від прикладеної напруги



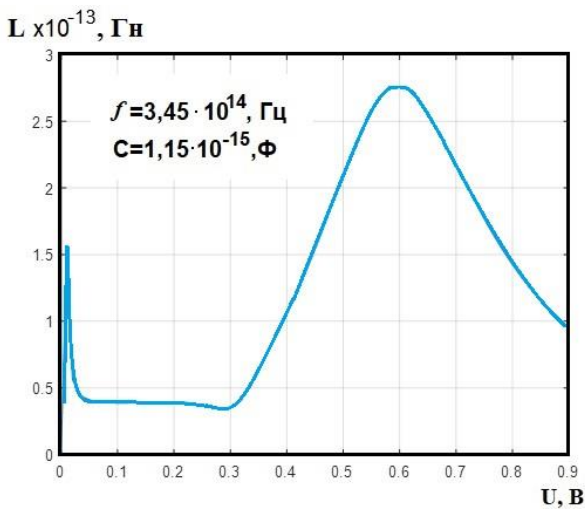


Рис. 6. Залежність індуктивності тунельно-резонансного діода від прикладеної напруги

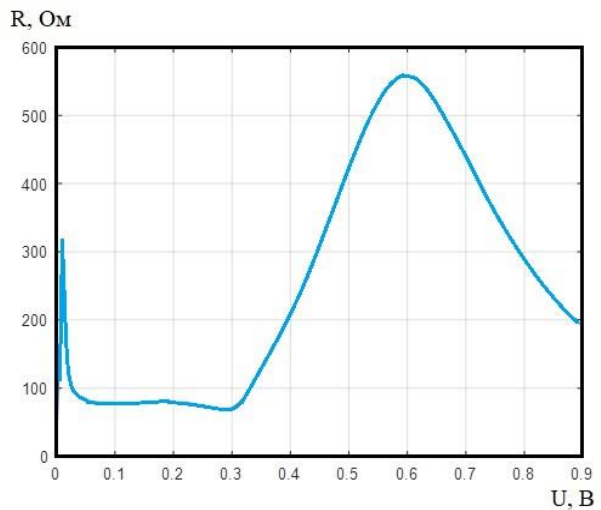


Рис. 7. Залежність диференційного опору тунельно-резонансного діода від прикладеної напруги

На рис. 8 надано залежність зміни власної резонансної частоти тунельно-резонансного діода від прикладеної напруги. Як видно з рис. 8, з підвищенням напруги живлення діода частота зростає, на ділянці від 0,05 В до 0,2 В дещо стабілізується, а при подальшому зростанні напруги наближається до максимального значення, а на ділянці від 0,3 В до 0,6 В, де існує від’ємний диференційний опір, різко спадає від  $5 \cdot 10^{14}$  Гц до  $3,3 \cdot 10^{14}$  Гц. Така поведінка власної резонансної частоти діода пояснюється взаємним впливом диференційного від’ємного опору, ємності та індуктивності на частоту внаслідок їх зміни від напруги живлення.

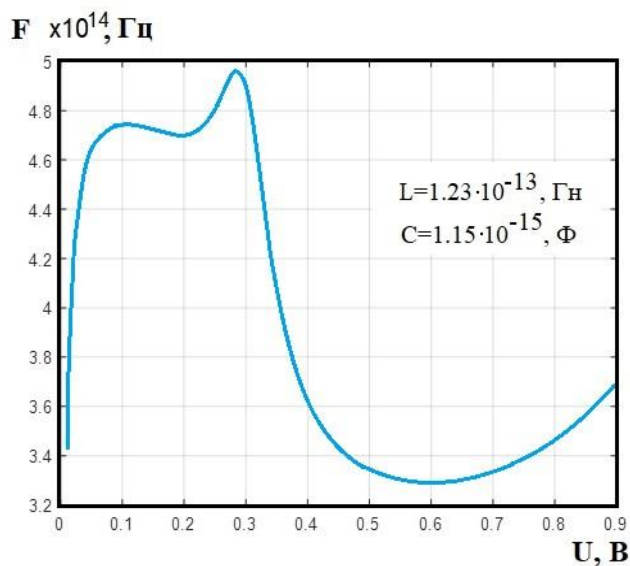


Рис. 8. Залежність власної резонансної частоти тунельно-резонансного діода від зміни напруги живлення

Дані для теоретичного розрахунку параметрів елементів еквівалентної схеми для реальної структури тунельно-резонансного діода складають: просторовий шар  $n^+$ GaAs емітера – 7,6 нм, потенціальний бар’єр з боку емітера AlAs – 5 нм, квантова яма GaAs – 6 нм, потенціальний бар’єр з боку колектора AlAs – 5 нм, просторовий шар  $n^+$ GaAs колектора – 5 нм, площа структури – 25  $\mu\text{m}^2$  [9].

**Висновки**

На основі розгляду фізичних процесів у тунельно-резонансному діоді визначено аналітичні формули ємності та індуктивності, які залежать від режиму його роботи. На основі цих формул розраховано їх залежність від режиму живлення з постійної напруги. Показано, що ємність діода змінюється від  $1,99 \cdot 10^{-18}$  Ф до  $1,97 \cdot 10^{-18}$  Ф на спадній ділянці вольт-амперної характеристики, що відповідає існуванню від’ємного диференційного опору, а зміна індуктивності лежить в діапазоні від  $0,5 \cdot 10^{-13}$  Гн до  $2,75 \cdot 10^{-13}$  Гн.

Визначено аналітичну залежність резонансної частоти діода від режимів його роботи. Показано, що резонансна частота змінюється на ділянці від’ємного диференційного опору від  $5 \cdot 10^{14}$  Гц до  $3,3 \cdot 10^{14}$  Гц. Це пояснюється сумарним впливом зміни ємності, індуктивності та від’ємного диференційного опору.

Резонансно-тунельні діоди можна використовувати як регульовані ємнісні та індуктивні елементи в області терагерцових частот, причому їх добротність можна регулювати за рахунок від’ємного

диференційного опору в інтервалах від 100 і вище.

### Література

1. L. Esaki and R. Tsu. Superlattices and negative differential conductivity in semiconductors. IBM J. Res. Develop, vol. 14, P. 61–65. Jan., 1970.
2. R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. Appl. Phys. Lett., vol. 22, P. 562–564. June, 1973.
3. L.L. Chand, L. Esaki and R. Tsu. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. Appl. Phys. Lett., vol. 24, P. 593–595, June, 1974.
4. S.M. Sze and Kwok K.Ng. Physics of Semiconductor Devices Wiley-Interscience. USA. ISBN-13: 978-0-471-14323-9. 815 p. 2007.
5. Осадчук В.С. Реактивные свойства транзисторов и транзисторных схем / Осадчук В. С., Осадчук А. В. – Винница : «Универсум-Винница», 1999. – 275 с.
6. Осадчук В.С. Мікроелектронний перетворювач тиску з частотним виходом на основі тунельно-резонансного діода / В.С. Осадчук, О.В. Осадчук, Я.О. Осадчук // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2015. – № 1 (221). – С. 97–101.
7. Osadchuk V.S., Osadchuk A.V. Radiomeasuring Microelectronic Transducers of Physical Quantities. Proceedings of the 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). 21-23 May 2015. Omsk. DOI: 10.1109/SIBCON.2015.7147167
8. Osadchuk V.S. The Microelectronic Radiomeasuring Transducers of Magnetic Field with a Frequency Output / V.S. Osadchuk, A.V. Osadchuk // Elektronika ir Elektrotechnika. – Kaunas : Techolodija, 2011. – № 4 (110). – P. 67–70. – URL: <http://dx.doi.org/10.5755/j01.eee.110.4.289>
9. Awan, Jram Taj. Optical and Transport of p-i-n GaAs-AlAs resonant tunneling diode. Jram Taj Awan – Sao Carlos: UFS Car, 2014, P. 85.
10. Мартинес-Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Рueda. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
11. Jian Pind Sun, George J. Haddad, Pinaki Mazumder and Joel N. Schulman. Resonant Tunneling Diodes: Models and Properties. Proceedings of The JEEE, vol. 86, N 4, April 1998, P. 641–661.
12. Борисенко В.Е. Физические основы наноэлектроники/ Часть 1 / Борисенко В.Е. – Минск : БГУИР, 2001. – 48 с.
13. Halimatus Saadiah, Warsuzarina Mat Jubadi, Nabihah Ahmad and M. Hairol Jabbar. Resonant Tunneling Diode Design for Oscillator Circuit. International Postgraduate Conference. Physics 2017, P. 1–8.
14. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника / год редак. В.А. Терехова ; пер. с испан. С.И. Баскакова. – М. : Высшая Школа, 1991. – 351с.

### References

1. L. Esaki and R. Tsu. Superlattices and negative differential conductivity in semiconductors. IBM J. Res. Develop, vol. 14, P. 61–65. Jan., 1970.
2. R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. Appl. Phys. Lett., vol. 22, P. 562–564. June, 1973.
3. L.L. Chand, L. Esaki and R. Tsu. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. Appl. Phys. Lett., vol. 24, P. 593–595, June, 1974.
4. S.M. Sze and Kwok K.Ng. Physics of Semiconductor Devices Wiley-Interscience. USA. ISBN-13: 978-0-471-14323-9. 815 p. 2007.
5. Osadchuk V. S., Osadchuk A. V. Reactive properties of transistors and transistor circuits. - Vinnitsa: Universum-Vinnitsa, 1999. - 275 p.
6. Osadchuk V.S. Microelectronic pressure transducer with frequency output based on tunneling resonance diode / V.S. Osadchuk, A.V. Osadchuk, I.A. Osadchuk // Herald of Khmelnytskyi National University. Technical Sciences. – 2015. – № 1 (221). – P. 97–101.
7. Osadchuk V.S., Osadchuk A.V. Radiomeasuring Microelectronic Transducers of Physical Quantities. Proceedings of the 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). 21-23 May 2015. Omsk. DOI: 10.1109/SIBCON.2015.7147167
8. Osadchuk V.S. The Microelectronic Radiomeasuring Transducers of Magnetic Field with a Frequency Output / V.S. Osadchuk, A.V. Osadchuk // Elektronika ir Elektrotechnika. – Kaunas : Techolodija, 2011. – № 4 (110). – P. 67–70. – URL: <http://dx.doi.org/10.5755/j01.eee.110.4.289>
9. Awan, Jram Taj. Optical and Transport of p-i-n GaAs-AlAs resonant tunneling diode. Jram Taj Awan – Sao Carlos: UFS Car, 2014, P. 85.
10. Martinez-Duart J.M. Nanotechnology for Micro- and Optoelectronics / J.M. Martinez-Duart, R.J. Martin-Palma, F. Agullo-Rueda. – М. : Technosphere, 2007. – 368 p.
11. Jian Pind Sun, George J. Haddad, Pinaki Mazumder and Joel N. Schulman. Resonant Tunneling Diodes: Models and Properties. Proceedings of The JEEE, vol. 86, N 4, April 1998, P. 641–661.
12. Borisenko V.E. Physical foundations of nanoelectronics / Borisenko V.E. Part 1. – Minsk : BSUIR, 2001. – 48 p.
13. Halimatus Saadiah, Warsuzarina Mat Jubadi, Nabihah Ahmad and M. Hairol Jabbar. Resonant Tunneling Diode Design for Oscillator Circuit. International Postgraduate Conference. Physics 2017, P. 1–8.
14. Rosado L. Physical Electronics and Microelectronics / Ed. V.A. Terekhova ; translated from spanish by S.I. Baskakova. – М. : Higher School, 1991. – 351 p.

Рецензія/Peer review : 05.09.2020 р.

Надрукована/Printed : 02.11.2020 р.