

ЗАСОБИ ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ

УДК 638.235.231

ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕКРАТНИХ ГАРМОНІК В НЕЛІНІЙНІЙ РАДІОЛОКАЦІЇ

Зінченко М. В., аспірант

Зіньковський Ю. Ф., д.т.н., професор

Національний технічний університет України

"Київський політехнічний інститут"

Пошук закладних пристроїв (ЗП), що не використовують радіоканал для передачі інформації, а також радіозакладок, що перебувають у пасивному (не випромінюючому) стані, традиційними засобами виявлення, такими як панорамні радіоприймачі, аналізатори спектра або детектори поля, не є ефективним [10].

Робота нелінійного радіолокатора (НР) заснована на здатності досліджуваного об'єкта змінювати спектральний склад зондуючого сигналу, тобто випромінювати в середовище додаткові кратні чи комбінаційні гармоніки. Ці явища можливі при наявності в складі об'єкта елементів з нелінійними вольт-амперними характеристиками (ВАХ), наприклад, напівпровідників. Об'єкти з нелінійними ВАХ, що мають у своєму складі напівпровідникові елементи, називатимемо електронними, а всі інші – завадовими.

Вольт-амперну характеристику напівпровідникового елемента можна розгорнути в степеневий ряд $i = i_0 + a_1 \cdot U + a_2 \cdot U^2 + a_3 \cdot U^3 + \dots$, де i_0 — струм спокою в робочій точці, a_1 — крутизна ВАХ в робочій точці, a_2 — перша похідна крутизни, a_3 — друга похідна крутизни й т. д. При впливі на напівпровідниковий елемент гармонічного сигналу $U = U_0 \cos(\omega t)$, де U_0 — амплітуда сигналу, $\omega = 2\pi f$ — кругова частота сигналу, відгук нелінійного елемента можна описати рівнянням:

$$i_{\text{відг}} = \left(i_0 + \frac{1}{2} a_2 U_0^2 + \dots \right) + \left(a_1 U_0 + \frac{3}{4} a_3 U_0^3 + \dots \right) \cos(\omega t) + \\ + \frac{1}{2} a_2 U_0^2 \cos(2\omega t) + \frac{1}{4} a_3 U_0^3 \cos(3\omega t) + \dots$$

Чим вище номер прийнятої гармоніки n , тим менше, як правило, її амплітуда. В сучасних локаторах аналізуються тільки друга і третя гармоніки зондуючого сигналу (ЗС). Для напівпровідникових елементів характерний більш високий рівень випромінюваного сигналу на 2-й гармоніці порівняно з 3-ю (приблизно на 10-40 дБ).

Завадовими об'єктами можуть бути металеві контакти, що представляють квазінелінійні елементи з нестійким p - n -переходом, викликаним ная-

вністю окислів на поверхні металів. У фізиці напівпровідників подібні структури відомі як «метал - окисел - метал» (МОМ-структури). ВАХ МОМ-структури, на відміну від характеристики $p-n$ -переходу, є симетричною, а тому для МОМ-структур характерний більш високий рівень випромінюваної 3-ї гармоніки порівняно з 2-ю [9].

Отже, розрізнення об'єктів двох класів — електронних і заводових пов'язане з парністю і непарністю ВАХ наявних нелінійних елементів. У реальній пошуковій ситуації на кінцевий результат також впливають радіотехнічні властивості досліджуваних і заводових об'єктів на частотах сигналу зондування і його гармонічних складових. Рішення задачі розрізнення (ідентифікації) об'єктів пошуку апаратурою нелінійної радіолокації може бути сформульоване тільки в статистичному сенсі [8].

Алгоритм ідентифікації за співвідношенням рівнів другої і третьої гармонік характерний для більшості сучасних НР, які мають два канали прийому. Слід зазначити, що такий алгоритм пошуку ефективний тільки в разі ідентичності і калібрування обох каналів прийому за коефіцієнтом передачі сигналу.

В роботі [7] теоретично показано та експериментально підтверджено, що випромінюване НР НВЧ поле впливає на характеристики струмопереносу в структурах на основі $p-n$ -переходів. Виникає ділянка з негативним диференціальним опором (НДО) на ВАХ кремнієвих діодних структур при впливі на них відносно високого рівня НВЧ потужності ЗС НР. Це пояснюється розігрівом носіїв заряду і детекторним ефектом. На рис. 1 представлені експериментальні та теоретичні ВАХ кремнієвого НВЧ діода для різних значень потужності вхідного сигналу P_0 (дані характеристики відповідають частотам зондування більшості НР).

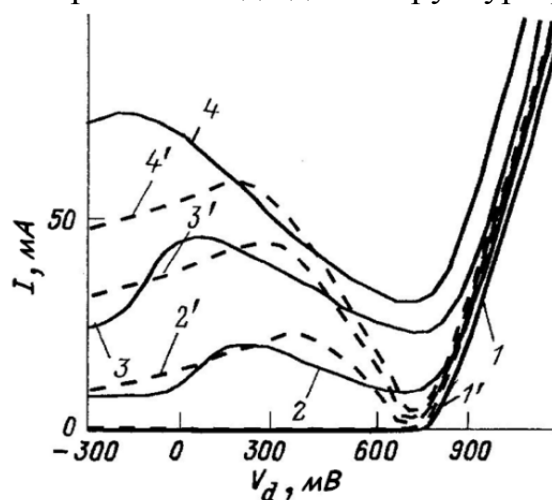


Рис. 1. Експериментальні (1–4) і (1'–4') теоретичні вольт-амперні характеристики $I(V_d)$ НВЧ діода 2А604А для різних значень потужності вхідного сигналу

$$P_0, \text{ мВт: } 1, 1' - 0; 2, 2' - 150; \\ 3, 3' - 350; 4, 4' - 500$$

Таким чином виникає питання щодо можливості в досліджуваному об'єкті нелінійної радіолокації реєструвати власні коливання випадкового генератора, що представляє навантажений на статистично невизначену антенну структуру напівпровідниковий елемент. Оскільки характер ділянки з НДО ВАХ кремнієвого діода залежить від рівня потужності ЗС НР, то можливим стає впровадження режиму ідентифікації ЗП за некрратною гармонікою в нелі-

нійній радіолокації. Тому ставимо за мету лише доведення факту існування некротної частоти зондуючого сигналу випромінюваної досліджуванним об'єктом власної гармоніки при дії відносно потужного ЗС НР.

Статистична невизначеність антенної структури передбачає існування декількох моделей випадкового генератора на кремнієвому діоді при дії ЗС НР.

Нехай кремнієвий діод підключений до джерела постійної напруги E через послідовно з'єднані резистор R та індуктивність L . Крім того R та E обрані так, що робоча точка перебуває на падаючій ділянці N-подібної ВАХ кремнієвого діода при дії відносно потужного ЗС НР. Ця обставина принципово важлива, оскільки диференціальна провідність діода в цьому випадку є негативною. Фізично це означає, що кремнієвий діод віддає накопичену енергію ЗС НР у зовнішній ланцюг.

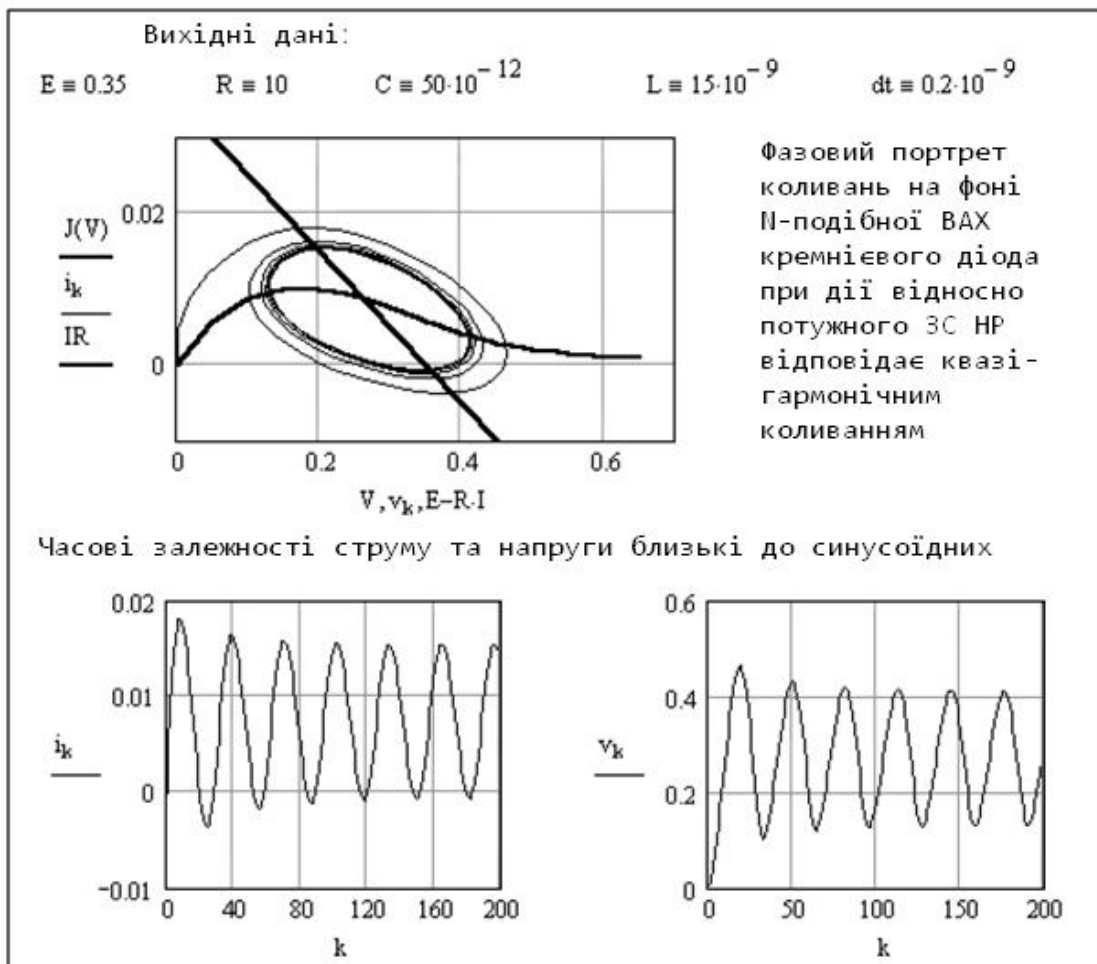


Рис. 2. Моделювання процесу генерації кремнієвим діодом власних квазігармонічних коливань при впливі відносно потужного ЗС НР

Якщо врахувати еквівалентну ємність C розглянутого діода (разом з ємністю монтажу та навантажувальною ємністю), то така схема буде опи-

суватися наступною системою нелінійних диференціальних рівнянь:

$$\frac{di}{dt} = \frac{E - iR - u}{L}, \quad \frac{du}{dt} = \frac{i - I(u)}{C}.$$

Нелінійність цієї системи обумовлена тим, що в другому рівнянні струм кремнієвого діода при дії відносно потужного ЗС НР нелінійно залежить від напруги u .

Для подальшого аналізу запропонованої системи скористаємося теорією фазової площини [2, 3]. Під фазовою площиною розуміємо площину, кожна точка якої однозначно визначає стан (фазу) системи. Оскільки площина двовимірна, то метод фазової площини застосовується для аналізу систем, що описуються диференціальним рівнянням другого порядку. Стан відповідної системи повністю визначається заданими координатами (переміщенням) і швидкістю розповсюдження. Для електричної системи повинні бути задані дві аналогічні змінні, наприклад, заряд ємності (або напруга) і струм. Основною перевагою методу фазової площини є придатність його для аналізу як лінійних, так і нелінійних систем. Деякі важливі властивості нелінійних систем, які неможливо або важко досліджувати аналітично, піддаються тлумаченню і якісному дослідженню за допомогою графоаналітичної побудови на фазовій площині.

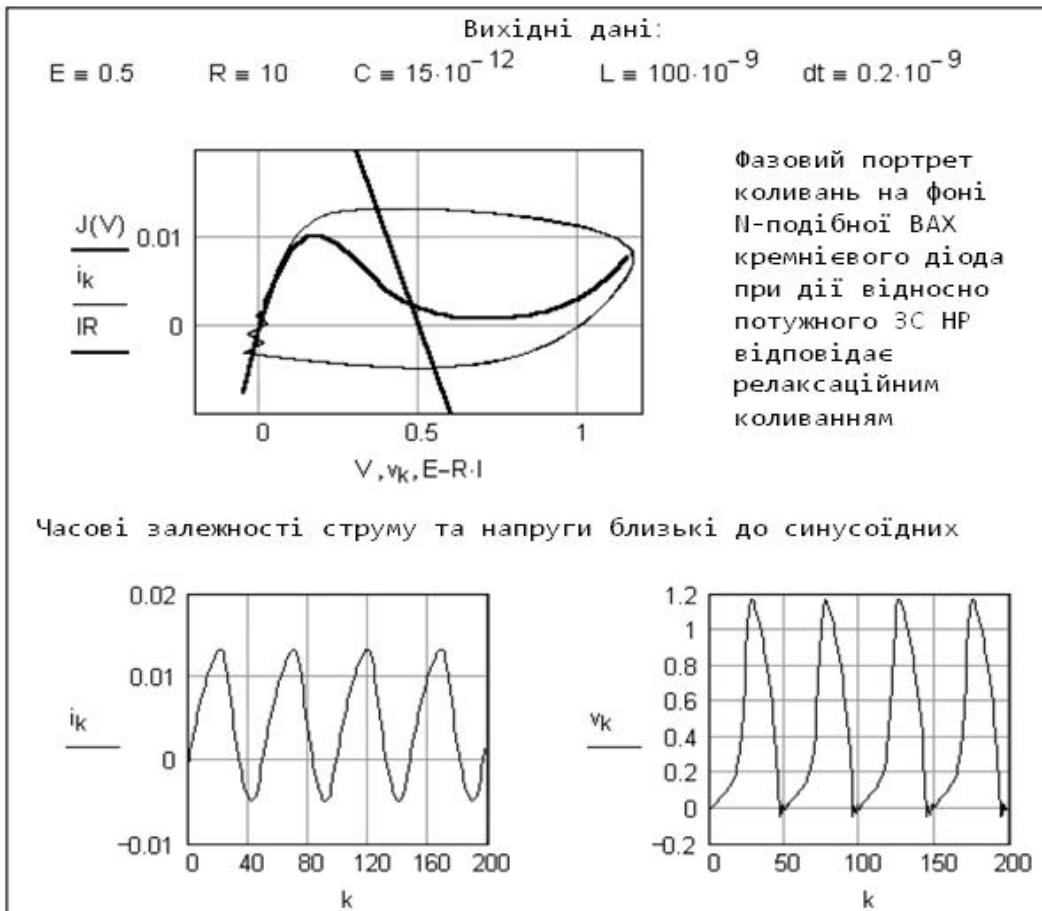


Рис. 3. Приклад генерації релаксаційних коливань

У фазовій площині також будується лінія навантаження, що описується рівнянням $U(I) = E - IR$. ВАХ і лінія навантаження на рис. 2 побудовані жирними лініями, а фазовий портрет – тонкою лінією.

Відмінність від еліпса незначна, що, з одного боку, свідчить про помітний вплив нелінійності, а з іншого – про майже гармонічний характер коливань. Друга форма – тимчасові залежності напруги на діоді та струму в ланцюзі резистора R . Ці залежності близькі до гармонічного ($C = 50$ пФ, $L = 10$ нГ) наприкінці помітної стадії встановлення коливань, що має характер загасаючих коливань (фазовий портрет при цьому має вигляд спіралі, що закручується).

Зазначимо, що якщо зменшити ємність C у два-три рази, а індуктивність збільшити, то будемо мати режим генерації релаксаційних коливань. Цей випадок показаний на рис. 3 ($C = 15$ пФ, $L = 100$ нГ).

Коливання тепер виникають більш різко, фазовий портрет починається відразу з граничного циклу, форма якого помітно відрізняється від еліптичної. Відповідно, сильно відрізняються від гармонічної й форма напруги на кремнієвому діоді при дії НР та форма струму, що тече через резистор R . Коливання при цьому відносяться до типу релаксаційних [6] і виникають самі по собі, без якого-небудь зовнішнього впливу. Практично після першого циклу коливань встановлюється їхній стаціонарний режим.

На рис. 4 зображена наступна еквівалентна схема випадкового генератора на діоді з N-подібними ВАХ [4]. В якості ємності контуру в генераторі використовується власна ємність діода C_0 ; R_K – опір втрат у кристалі та в елементах контуру. Коливальний контур у схемі шунтований негативним опором R_- . Напруга u_K , що діє у коливальному контурі, розглядається як ЕРС, тоді струм через діод визначається як $i_D = u_K / R_-$.

Коливальна напруга в контурі u_K та струми i_L , i_C , i_D зв'язані між собою співвідношеннями

$$i_D = i_L + i_C, \quad i_C = C \frac{du_K}{dt},$$

$$u_K = R_K i_L + L \frac{di_L}{dt}.$$

Шуканою функцією є струм i_L в індуктивній гілці контуру. Тоді

$$i_D = i_L + R_K C \frac{di_L}{dt} + LC \frac{d^2 i_L}{dt^2}.$$

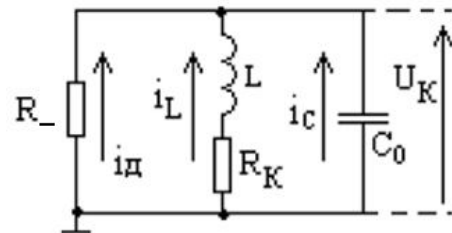


Рис. 4. Варіант еквівалентної схеми випадкового генератора на діоді з N-подібною ВАХ

Однак

$$i_D = -\frac{1}{R_-} \left(R_K i_L + L \frac{di_L}{dt} \right).$$

Прирівнявши праві частини приведених виразів, після угруповання доданків одержимо наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{d^2 i_L}{dt^2} + \left(\frac{R_K}{L} + \frac{1}{CR_-} \right) \frac{di_L}{dt} + \frac{1 + R_K R_-}{L} i_L = 0.$$

Для того, щоб амплітуда коливань зростала, коефіцієнт при першій похідній повинен бути негативним. Звідси випливає умова виникнення коливань

$$\frac{R_K}{L} - \frac{1}{C} \left| \frac{1}{R_-} \right| < 0 \quad \text{або} \quad |R_-| < \frac{L}{R_K C} = Z_{екв} = \rho Q = \frac{Q}{\omega_p C},$$

де $|R_-|$ – абсолютна величина негативного опору; $Z_{екв}$ – еквівалентний резонансний опір контуру; Q – добротність; $\rho = \sqrt{L/C}$ – характеристичний опір контуру.

Коли опір $|R_-|$, що залежить від амплітуди коливання (при переході на нелінійну частину характеристики), збільшиться до $|R_-(u_K)| = Z_{екв}$, то в автогенераторі встановиться стаціонарний режим генерації коливань.

Розглянемо еквівалентну схему, представлену на рис. 5, а, що враховує не тільки параметри активної області діода, але і "паразитні" елементи його конструкції [1, 5].

Напівпровідникова структура знаходиться в керамічному корпусі. Незважаючи на те, що в кремнієвому діоді при дії відносно потужного ЗС НР відбуваються досить складні фізичні процеси, його математична модель з достатнім ступенем точності може бути представлена у вигляді еквівалентної схеми з зосередженими елементами.

Активна область представлена послідовним з'єднанням двох паралельних RC ланцюгів, один з яких R_0, C_0 відповідає частині активної області, що перебуває у внутрішньому відносно слабкому полі $E_1 < E_t$, а інша (R_d, C_d) – домену у відносно сильному полі $E_2 > E_t$ (теорія домена застосовна для кремнієвого діода у випадку дії відносно потужного ЗС НР), де E_t – напруженість електричного поля, яка відповідає максимальній дрейфовій швидкості електронів. Очевидно, що

$$E_t (d - d_d) + \int_0^{d_d} (E_2 - E_1) dx = U,$$

де d_d – довжина домена сильного поля, d – довжина зразка, U – напруга на діоді.

Активний опір і ємність області слабого поля визначаються за формулами

$$R_0 = \frac{d - d_d}{en_0\mu_0 S};$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d - d_d},$$

де e – заряд електрона, μ_0 – рухливість електронів у слабкому полі, S – площа поперечного перерізу активної області, ε_0 – діелектрична постійна, ε – відносна діелектрична проникність напівпровідника.

Динамічний активний опір домена негативний та визначається відношенням приросту напруги на домені ΔU_d до приросту струму через діод ΔI . Зміну струму можна знайти за зміною поля в області, де домен відсутній:

$$\Delta I = en_0\mu_0 S \Delta U_d / (d - d_d).$$

При цьому, за постійної напруги на діоді $\Delta U_d = -\Delta U_2$, де ΔU_2 – спад напруги в області внутрішнього слабого поля. Таким чином,

$$R_d = \frac{\Delta U_2}{\Delta I} = -\frac{d - d_d}{en_0\mu_0 S}.$$

Щоб скористатися цією формулою, потрібно знати залежність довжини домена від напруги на ньому. Однак для кремнієвих діодів при дії відносно потужного ЗС НР довжиною домена в отриманій формулі можна знехтувати.

Ємність домена в першому наближенні визначається як ємність плоского конденсатора:

$$C_d = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d_d},$$

оскільки ємність домена нелінійна та її розрахунок досить складний.

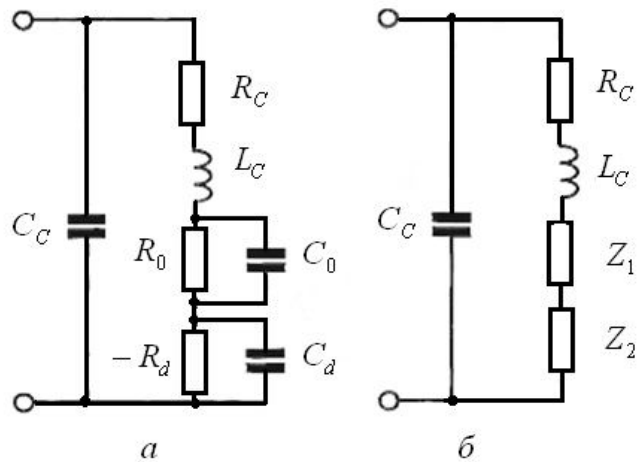


Рис. 5. Еквівалентна схема випадкового генератора на кремнієвому діоді при дії відносно потужного ЗС НР з врахуванням можливих «паразитних» елементів його конструкції: а) повна, б) спрощена

В еквівалентну схему кремнієвого діода при впливі відносно потужного ЗС НР входять також паразитні параметри: ємність C_c та індуктивність L_c корпусу, а також опір R_c контактних площадок і корпусу діода.

Еквівалентну схему на рис. 5, а можна спростити, представивши її у вигляді, зображеному на рис. 5, б. У цій схемі

$$Z_1 = R_1 + iX_1 = \frac{R_0}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} - i\omega \frac{C_0 R_0^2}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} \quad (1)$$

– повний опір частини діода, що перебуває в слабкому полі,

$$Z_2 = R_2 + iX_2 = \frac{R_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} + i\omega \frac{C_d R_d^2}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \quad (2)$$

– повний опір домена сильного поля.

Незважаючи на простоту еквівалентної схеми, аналіз умов самозбудження та розрахунків резонансної частоти кремнієвого діода при впливі відносно потужного ЗС НР досить складні та, зазвичай, визначаються наближеними методами. В даному випадку для визначення резонансної частоти, необхідно знати граничне значення негативного опору домена і провести аналіз їхньої залежності від інших параметрів схеми, використовуючи самоузгоджене рішення рівнянь, що визначають амплітудні та фазові умови самозбудження.

Повна провідність діода, відповідно до еквівалентної схеми на рис. 5, б визначається наступним виразом

$$Y_D = G_D + iB_D = i\omega C_C + \frac{1}{R_C + i\omega L_C + Z_1 + Z_2} \quad (3)$$

З цієї формули слідує, що на певній частоті реактивна складова повної провідності діода дорівнює нулю. Очевидно, ця частота відповідає резонансній частоті діода f_p .

Для визначення резонансної частоти кремнієвого діода при дії відносно потужного ЗС НР необхідно скористатися формулою (3), для чого підставимо в неї вирази (1) і (2):

$$Y_D = i\omega C_C + \frac{1}{\left(R_C + \frac{R_0}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} + \frac{R_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right) + i\omega \left(L_C - \frac{C_0 R_0^2}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} - \frac{C_d R_d^2}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right)}$$

Розділивши в отриманій формулі дійсну та уявну частини, знайдемо

$$G_D = \frac{R_C + \frac{R_0}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} + \frac{R_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2}}{\left(R_C + \frac{R_0}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} + \frac{R_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right)^2 + \omega^2 \left(L_C - \frac{C_0 R_0^2}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} - \frac{C_d R_d^2}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right)^2}; \quad (4)$$

$$B_D = \omega \left[C_C - \frac{L_C - \frac{C_0 R_0^2}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} - \frac{C_d R_d^2}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2}}{\left(R_C + \frac{R_0}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} + \frac{R_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right)^2 + \omega^2 \left(L_C - \frac{C_0 R_0^2}{1 + \omega^2 C_0^2 R_0^2} - \frac{C_d R_d^2}{1 + \omega^2 C_d^2 R_d^2} \right)^2} \right]. \quad (5)$$

Амплітудною умовою самозбудження діода є рівність активної складової провідності нулю:

$$G_D = 0, \quad (6)$$

де функція G_D визначається виразом (4). Для генерації автоколивань значення негативного опору домена повинне бути менше граничного значення R_d , знайденого з рівняння (6).

Резонансну частоту діода можна визначити, порівнявши реактивну складову його провідності до нуля:

$$B_D = 0, \quad (7)$$

де B_D визначається виразом (5). Через те, що система рівнянь (6), (7) не може бути вирішена аналітично, для її рішення необхідно використати відповідні наближені програмні алгоритми, які можливо, наприклад, реалізувати в обчислювальному середовищі MatLab 8.0. Причому, використання цієї програми повинне бути орієнтоване на рішення системи рівнянь (6), (7) відносно резонансної частоти $f_p = \omega_p / (2\pi)$ та опору домена R_d , необхідного для самозбудження коливань на даній частоті. При цьому інші параметри кремнієвого діода при дії відносно потужного ЗС НР приймаються відомими.

Також зазначимо, що розглянута система рівнянь має безліч коренів, однак практичний інтерес представляє тільки той корінь, що відповідає мінімальному негативному значенню опору домена, оскільки самозбудження виникає при переході $-R_d$ через це значення.

При цьому негативний опір домена, необхідний для самозбудження кремнієвого діода при дії відносно потужного ЗС НР, зменшується з ростом частоти ЗС НР. Оскільки при цьому паразитні активні опори схеми зменшуються.

Отже, теоретичне обґрунтування з певною ймовірністю доводить можливість генерації об'єктом дослідження нелінійної радіолокації власних

коливань при дії відносно потужного ЗС НР.

Висновки

НВЧ випромінювання нелінійних радіолокаторів, величина якого досягає 100...800 мВт, впливає на характеристики струмопереносу в структурах на основі р–n-переходів. Теоретичне пояснення експериментально виявленого ефекту виникнення негативного диференціального опору на ВАХ діодних структур при впливі на них високого рівня НВЧ потужності можливе при врахуванні розігріву носіїв заряду і детекторного ефекту. Приведені в роботі теоретичні дослідження доводять доцільність використання в нелінійних радіолокаторах високих рівнів потужності зонduючого сигналу, оскільки з певною ймовірністю можлива генерація об'єктом нелінійної радіолокації власних коливань, що не кратні частоті зонduючого сигналу нелінійного радіолокатора. Це в свою чергу дозволяє впровадити додатковий режим ідентифікації закладних пристроїв за некрatною гармонікою в нелінійних радіолокаторах, що суттєво підвищить ефективність використання останніх в галузі технічного захисту інформації.

Література

1. Deau M., Howes M., Daud J. Transferred-electron oscillators. IEEE Trans. Microwave Theory Techn., V, 21, No 3, 1973.
2. Gunn G. B. Microwave oscillations of current in III-V semiconductors. Solid state Commun., V. 1, pp. 88-9 L, 1963.
3. Gunn G. B. Instabilities of current in III-V semiconductors. IBM J. Res. Dev., V. 8, pp. 141-159, 1964.
4. Hilsum C, Transferred electron amplifiers and oscillators. Proc, IRE, V, 50, pp. 185-189, 1962.
5. Jettava C. P., Robert L., Yunshor L. An analytical equivalent circuit representation for waveguide-mounted Gunn oscillators. IEEE Trans. Microwave Theory Techn., V, 20, No 9, 1972.
6. Ridley B. K., Watkins T. B. The possibility of negative resistance in semiconductors. Proc. Phys. Soc., London, V. 78, pp. 293-304, 1961.
7. Зінченко М. В., Зіньковський Ю. Ф. Ідентифікація напівпровідників засобами нелінійної локації за двома гармоніками // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут" Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2009. – Вип. 38. – С. 81-93.
8. Каргашин В. Л., Ткач В. Н., Ткачев Д. В. Нелинейная ближняя радиолокация. Новые алгоритмы идентификации электронных устройств // Специальная Техника, ОАО «Электрозавод», Москва, №6, 2006г. С. 42–48.
9. Каторин Ю. Ф. Куренков Е. В., Лысов А. В., Остапенко А. Н. Энциклопедия промышленного шпионажа: ООО «Издательство Полигон».- С.-Петербург, 2000. – 512 с.
10. Хорошко В. А., Чекатков А. А. Методы и средства защиты информации. К.: "Юниор", 2003. – 504 с.

Зінченко М.В., Зіньковський Ю.Ф. Випромінювання некрatних гармонік в нелінійній радіолокації. В роботі теоретично досліджено експериментально виявлений ефект виникнення негативного диференціального опору на ВАХ діодних структур при

впливі на них високого рівня НВЧ потужності. Доведена доцільність використання в нелінійних радіолокаторах високих рівнів потужності зондуючого сигналу, оскільки з певною ймовірністю стає можливою генерація об'єктом дослідження нелінійної радіолокації власних коливань. Що в свою чергу дозволяє впровадити додатковий режим ідентифікації закладних пристроїв за некротною гармонікою в нелінійній радіолокації.

Ключові слова: нелінійна радіолокація, негативний диференціальний опір, некротна гармоніка.

Зинченко М. В., Зиньковский Ю. Ф. Излучение некротных гармоник в нелинейной радиолокации. В работе теоретически исследовано экспериментально выявленный эффект возникновения отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ диодных структур при влиянии на них мощного СВЧ излучения. Доказана целесообразность использования в нелинейных радиолокаторах высоких уровней мощности зондирующего сигнала, поскольку с определенной вероятностью становится возможной генерация объектом исследования нелинейной радиолокации собственных колебаний. Что в свою очередь разрешает внедрить дополнительный режим идентификации закладных устройств за некротной гармоникой в нелинейной радиолокации.

Ключевые слова: нелинейная радиолокация, отрицательное дифференциальное сопротивление, некротная гармоника.

Zinchenko M.V., Zinkovskij J. F. Radiation non-multiply harmonics in nonlinear junction detector. In the theoretically investigated experimentally detected the effect of negative differential resistance on the current-voltage characteristics OF the diode structures with the impact of powerful MICROWAVE radiation. Proved the expediency of usage in nonlinear junction detector high levels of power probing signal, because with a certain probability, it becomes possible to generate the object of the study of nonlinear radar own fluctuations. That in turn allows to introduce additional mode of identification mortgage devices for not the multiple harmonic in the nonlinear junction detector.

Key words: nonlinear junction detector, a negative differential resistance, not the multiple harmonic.