

УДК 62-9

DETERMINATION OF CONDITIONS OF STABILITY OF ELECTRONIC FLOWS IN SEMICONDUCTOR DEVICES AS PART OF PULSE GENERATORS**ВИЗНАЧЕННЯ УМОВ СТІЙКОСТІ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИСТРОЯХ У СКЛАДІ ІМПУЛЬСНИХ ГЕНЕРАТОРІВ****Mardziavko V.A. / Мардзявко В.А.***Postgraduate / аспірант*

ORCID: 0000-0001-7327-9215

Rudenko A.Y. / Руденко А.Ю.*Postgraduate / аспірант*

ORCID: 0000-0002-5103-6412

*State Biotechnological University, Kharkiv, 61000, str. Alchevsky, 44**Державний біотехнологічний університет, м. Харків, 61000, вул. Алчевських, 44*

Анотація. У цій статті виконано дослідження частотної стійкості та стану струмового електронного потоку під час роботи діодної системи для імпульсного генератора у складі незаражуючої установки. У дослідженні використовувалися рівняння для одномірного електронного потоку в плоскому діоді, де параметри нормалізовані шляхом приведення до безрозмірних значень. В результаті формулювання, перетворення та розв'язання системи рівнянь було отримано рівняння спектра коливань, для кожного режиму роботи системи були певні межі приросту або зменшення стійкості. Аналіз стійкості системи в режимі, що вивчається надає нам важливі відомості про динаміку системи, що може бути значущим для генерації імпульсів.

Ключові слова: напівпровідниковий діод, імпульсний генератор, НВЧ випромінювання, стійкість потоку, інкремент нестійкості, декремент стійкості.

Вступ.

Конструювання та проектування електромеханічних засобів для незараження зернової маси в елеваторному комплексі, що базуються на використанні надвисоких частот (НВЧ), можна пов'язати з використанням напівпровідникових генераторів та діодних підсилювачів. Використання даних елементів дозволяє отримувати значення потрібних для використання параметрів потужності та частоти від 1 Вт з частотними показниками від 20 до 50 ГГц, або навпаки. Як результат дослідження удосконалення напівпровідникової техніки дозволяє активно працювати над розробкою імпульсних генераторів.

Генератори випромінювання НВЧ діапазону, що використовують як робочий елемент - діод, відомі з кінця 50-х років [1]. Такого роду розмикачі на основі SOS-діодів (рис. 1) і FIP-пристроїв дуже часто використовуються в генераторах різного типу [2].

Лавинно-пролітні діоди (ЛПД) та їх модифікації, такі як лавинно-ключові діоди (ЛКД), стали дуже популярними пристроями для генерації НВЧ коливань у широкому діапазоні частот, починаючи від кількох гігагерц і закінчуючи десятками гігагерц [3]. Принцип функціонування цих генераторів ґрунтується на іонізаційному пробію напівпровідника, який виникає під дією сильного електричного поля і призводить до різниці у фазі між струмом і напругою під



час руху носіїв заряду в прямому напрямку. Ця різниця фаз створює негативний опір діода. У відмінності від інших пристроїв, які вимагають зовнішнього імпульсу перенапруги для ініціювання іонізаційного пробою, в цих пристроях використовується високочастотне електричне поле, яке при взаємодії з постійним зміщенням поля спричинює пробій діода протягом кожного коливання зовнішнього поля.

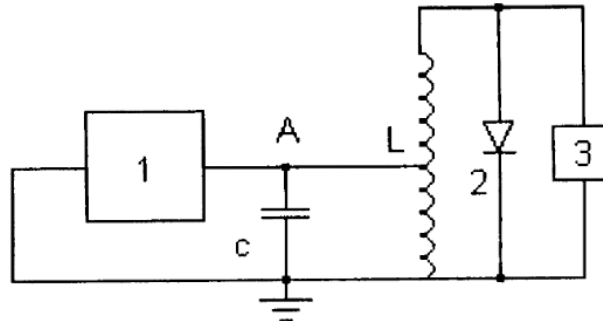


Рисунок 1 – Принципова електрична схема резонансного генератора імпульсів на основі SOS-діода:

1 - генератор синусоїдальної напруги; 2 - SOS-діод; 3 - навантаження

З аналізу [4], можна сказати, що процес генерації НВЧ випромінення базується та залежить від конструктивних особливостей діода, які обумовлюють ККД генератора. Основні втрати установки концентрує зона прольоту діода. Якщо розглядати зону прольоту в процесі генерації, можна сказати, що основні втрати відбуваються загальної площі прольоту частинок, що впливає на подачу напруги та енергії до НВЧ поля. Тому перед розробкою електротехнологічної установки знезараження на базі імпульсних генераторів та діодів, необхідно виконати аналіз стійкості системи діоду в режимі з наскрізним пролітом частинок.

Завдання про стійкість електронних потоків у пристроях типу діода розглядалися у низці робіт [5-8]. Так, в [5] досліджувалась стійкість потоку, скомпенсованого позитивним зарядом, в [6] розглянуто потік при інжекції в напівобмежений простір, в [9] отримано загальне рівняння спектра коливань для потоків без відбиття частинок і досліджено самоузгоджений стан потоку, що є граничним між режимом із відображенням та режимом із наскрізним прольотом частинок.

Мета дослідження.

Дослідити стійкість станів потоку в короткозамкненому діоді для визначення граничних умов приросту або зменшення стійкості електронних потоків в пристроях типу діода.

Результати дослідження.

Розглянемо стійкість потоку в короткозамкненому діоді в режимі з наскрізним прольотом частинок і досліджемо частотні властивості системи, за допомогою рівняння спектра які повинні показати нам інкремент нестійкості або декремент стійкості.

Для побудови спектральних рівнянь, виходитимемо з існуючих рівнянь для одномірного електронного потоку в плоскому діоді [9]:



$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nv) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = qn, \tag{3}$$

де $q = 4\pi e^2 n_0 l^2 / mv_0^2 = \omega_0^2 l^2 / v_0^2$, густина n , швидкість v , потенціал Φ , координата z і час t безрозмірні відповідно до вхідними параметрів $n_0, v_0, mv_0^2/e$, довжиною діода l та часом прольоту одиночного електрона l/v_0 . За аналогією з тим, як це робилося в [5-8], розглядатимемо малі відхилення від стаціонарного стану роботи діодної системи, тобто припустимо:

$$v = v^0(z) + \tilde{v}(z, t), n = n^0(z) + \tilde{n}(z, t), \Phi = \Phi^0(z) + \tilde{\Phi}(z, t).$$

Залежність малих добавок від часу виберемо як $e^{-i\omega t}$, де $\omega = \omega(\theta)$ безрозмірна частота, тому $\tilde{v}(z, t) = \tilde{v}(z)e^{-i\omega t}$. Тоді після лінеаризації рівнянь (1) - (3) отримаємо:

$$-i\omega \tilde{v}(z) + \frac{d}{dz}[v^0(z)\tilde{v}(z)] = \frac{d}{dz}\Phi(z), \tag{4}$$

$$-i\omega \tilde{n}(z) + \frac{d}{dz}[n^0(z)\tilde{v}(z) + \tilde{n}(z)v^0(z)] = 0, \tag{5}$$

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} = q\tilde{n}(z). \tag{6}$$

Стаціонарне рішення системи (1) - (3) при параметричному завданні матиме вигляд:

$$v^0(z) \equiv \xi, n^0(z) = 1/\xi, \Phi^0(z) = \xi^2/2, \tag{7}$$

$$\left(\frac{q}{2}\right)^{1/2} \left| z - \frac{1}{2} \right| = \frac{1}{3}(\xi - \xi_{\min})^{3/2} + \xi_{\min}(\xi - \xi_{\min})^{1/2}, \tag{8}$$

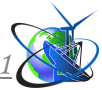
$$\left(\frac{9q}{8}\right)^{1/2} = (1 + 2\xi_{\min})(1 - \xi_{\min})^{1/2}, \tag{9}$$

З системи (4) - (6) отримуємо рівняння:

$$[v^0(z)]^3 \frac{d^2 u}{dz^2} + qu = C_1 [v^0(z)]^2 \exp\left(-i\omega \int_0^z \frac{dz}{v^0(z)}\right), \tag{10}$$

де C_1 - константа інтегрування, що являє собою величину, пропорційну Фур'є-компоненті повного струму. Введемо до (8) замість ξ змінну τ , що дозволить нам отримати:

$$\xi = \frac{q}{2} \left[\tau - 2 \left(1 - \frac{1}{3\gamma} \right)^{-1} \right]^2 + \xi_{\min}, \tag{11}$$



де $\xi_{\min} = 1 - \frac{1}{2\gamma}$.

Тоді з формул (7) - (9) отримаємо:

$$z = \frac{q\tau^3}{6} - \sqrt{\frac{q}{\gamma}} \frac{\tau^2}{4} + \tau, \tag{12}$$

$$v^0(\tau) = \frac{q\tau^2}{2} - \sqrt{\frac{q}{\tau}} \frac{\tau}{2} + 1, \tag{13}$$

Зазначимо, що швидкість $v^0(\tau)$ знаходиться з величиною z у відповідності,

що визначається формулою $v^0(\tau) = \frac{dz}{d\tau}$. Це означає, що τ є лагранжовим часом при описі стаціонарного режиму в змінних τ та τ_0 , де τ_0 - момент вльоту частинок в діод [10]. Використовуючи формули (12) та (13), перейдемо в рівнянні (10) від z до τ :

$$v^0(\tau) \frac{d^2u}{d\tau^2} - \frac{dv^0(\tau)}{d\tau} \frac{du}{d\tau} + qu = C_1 [v^0(\tau)]^2 e^{-i\omega\tau}, \tag{14}$$

Загальне рішення рівняння (14) має вигляд:

$$u(\theta) = D_1(\theta - 1) + D_2[\theta(\theta - 1) + 1 - 2\gamma] + C \left[1 - 2\gamma - \frac{2}{\sigma}(\theta - 1) - (\theta - 1)^2 \right] e^{-\theta\sigma}, \tag{15}$$

$$\theta = \tau\sqrt{q\gamma}, \sigma = i\omega/\sqrt{q\gamma}, C = C_1/2q\gamma^2\sigma^2, \tag{16}$$

де D_1 і D_2 - константи інтегрування.

Тепер із (11) і (4) може бути знайдено $\tilde{v}(\tau)$ і $\Phi(\tau)$:

$$\Phi(\theta) = \Phi(0) + \int_0^\theta \frac{du(x)}{dx} e^{x\sigma} dx, \tag{17}$$

інтегрування якої дає

$$\begin{aligned} \Phi(\theta) = \Phi(0) - \frac{D_1}{\sigma}(1 - e^{\theta\sigma}) - D_2 \left\{ e^{\theta\sigma} \left[\frac{1}{\sigma}(1 - 2\theta) + \frac{2}{\sigma^2} \right] - \left(\frac{1}{\sigma} \right) + \frac{2}{\sigma^2} \right\} + \\ + C\sigma \left[\left(-\frac{2}{\sigma^2} - 1 + 2\gamma \right) \theta + \frac{(\theta - 1)^3 + 1}{3} \right], \end{aligned} \tag{18}$$

Спираючись на попередні перелік дій, також тепер може бути знайдено збудження густини $\tilde{n}(\theta)$, яке ми отримаємо з рівняння (6):

$$\tilde{n}(\theta) = \frac{\gamma}{[v^0(\theta)]^2} \left[\frac{d^2\Phi}{d\theta^2} - \frac{1}{v^0(\theta)} \frac{dv^0(\theta)}{d\theta} \frac{d\Phi(\theta)}{d\theta} \right], \tag{19}$$

В результаті чого, підставивши (19) в (13) і (18), ми отримаємо шуканий результат.

Отже, залишилося задовольнити граничним умовам, які ми виберемо аналогічними такими самими, як і в [11]:



$$\tilde{v}(z)|_{z=0} = 0, \tilde{n}(z)|_{z=0} = 0, \tilde{\Phi}(z)|_{z=0} = 0, \tilde{\Phi}(z)|_{z=1} = 0, \quad (20)$$

Умова на швидкість електронних потоків, яка впливає з (10), призводить до вимоги $u(0) = 0$.

З (15) отримуємо перше рівняння для D_1, D_2, C :

$$D_1 - D_2(1 - 2\gamma) + 2C\left(\gamma - \frac{1}{\sigma}\right) = 0, \quad (21)$$

Ще одне рівняння для констант інтегрування впливає з другої граничної умови, яка має вид

$$\left(1 + \frac{1}{\sigma\gamma}\right)D_1 + \left|\frac{2}{\sigma} - \frac{1}{\gamma\sigma} - 1\right|D_2 - \frac{2}{\gamma\sigma^2}C = 0, \quad (22)$$

З формули (18) видно, що третя гранична умова (20) задовольняється автоматично, а четверта призводить до рівняння

$$D_1(e^{-2\sigma} - 1) + D_2\left[e^{2\sigma}\left(3 - \frac{2}{\sigma}\right) + \left(1 + \frac{2}{\sigma}\right)\right] + 2C\sigma^2\left[-\frac{2}{\sigma^2} - \frac{2}{3} + 2\gamma\right] = 0, \quad (23)$$

Система рівнянь (21) - (23) має ненульові рішення, якщо визначник, складений з коефіцієнтів при D_1, D_2, C дорівнює нулю. Обчислення цього визначника призводить до рівняння, що зв'язує величини σ та γ :

$$e^{2\sigma}(1 - \sigma) - \left(\frac{1}{3} - \gamma\right)\sigma^3 - \sigma - 1 = 0, \quad (24)$$

Рівняння (24) є рівнянням спектра коливань, що виникають у діоді в режимі без відображення частинок. Частота коливань ω пов'язана дисперсійним рівнянням (24) з параметром γ , який визначається формулою (12) і є сутнісно прихованим параметром. Графік залежності (12) зображено на рис. 1.

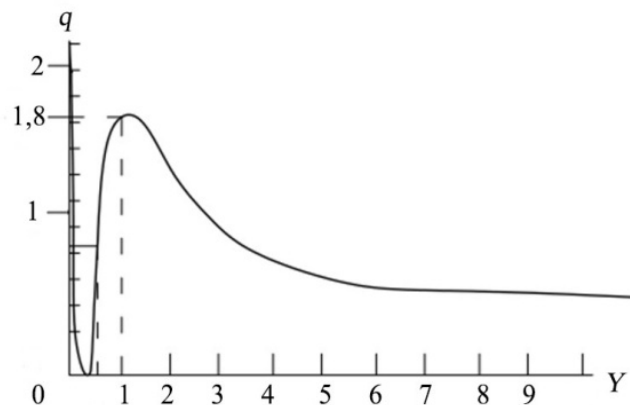


Рисунок 1 – Залежність, що відповідає розташування параметра $q(\gamma)$

Показникам з $q = 0$ відповідають $\gamma = \infty$, оскільки через формулу (13) при цьому $\xi_{\min} = 1$, що відповідає випадку мізерно малого провисання потенціалу в діоді. При зростанні q величина γ зменшується відповідно до графіка $\gamma = 1$ ($q = 16/9$). Подальшу зміну γ обговоримо при аналізі рішень рівняння (24).

Щоб знайти комплексні корені рівняння (24), припустимо:



$$\sigma = -Q + iP, \tag{25}$$

так що, згідно з (16) отримаємо

$$\omega = 2 \left(1 - \frac{1}{3\gamma} \right) (P + iQ), \tag{26}$$

Тимчасова залежність поставимо у вигляді $e^{-i\omega t}$, тому для $\gamma > 1/3$ при $Q > 0$ має місце нестійкість, при $Q < 0$ - стійкість. З (24) після підстановки (25) та відділення уявної та реальної частини отримаємо рівняння:

$$\gamma - \frac{1}{3} = \frac{e^{-2Q} [(1+Q)\cos 2P + P\sin 2P] + Q - 1}{Q(Q^2 - 3P^2)}; \quad \gamma - \frac{1}{3} = \frac{e^{-2Q} [(1+Q)\sin 2P/P - \cos 2P] - 1}{P^2 - 3Q^2}, \tag{27}$$

Ці рівняння дозволяють знайти $P(q)$ та $Q(q)$. Для аналізу стійкості потрібні саме ці залежності, оскільки безпосередньо змінним параметром є q . Їхні графіки наведені на рис. 2 та рис. 3.

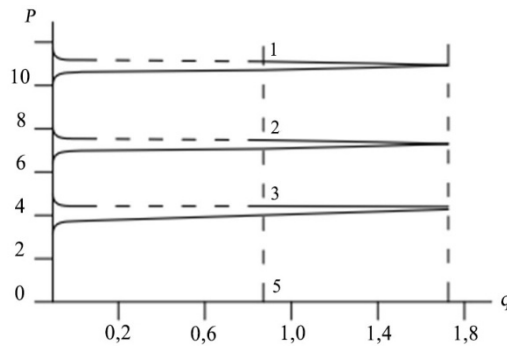


Рисунок 2 – Різні сімейство кривих залежності $P(q)$, де кожному q відповідає нескінченна кількість рішень

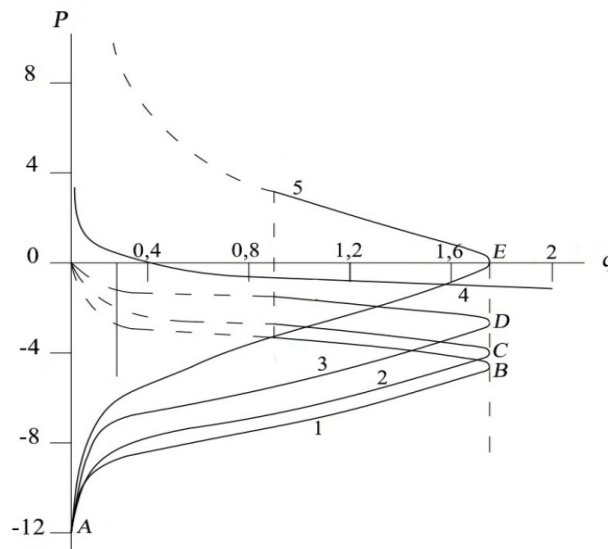
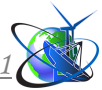


Рисунок 3 – Зображення залежності $Q(q)$, яке дозволяє будувати висновки про стабільності потоку в діоді

На рис. 1 використані штрихові, тонкі та жирні лінії для порівняння графіків у межах зміни параметрів γ і q . Для кожного значення q існує нескінченна кількість рішень, які належать до різних сімейств кривих (див. рис.



2). Криві першого сімейства $Q = -\infty$ виникають при $\gamma > 1/3$ і мають вертикальну асимптоту при $q = 0$. На певній відстані від осі абсцис кожна з цих кривих відхиляється від осі ординат і віддаляється від неї до значення $q=16/9$. У цій точці кожна крива робить поворот, підходить до осі ординат і продовжує рухатися до точки $(0,0)$ як до граничної. На рис. 3 представлені три перші криві цього сімейства (криві 1,2,3), а відповідні частотні криві наведені на рис. 2. Для цього сімейства значень γ змінюється в інтервалі $(1/3, \infty)$, при цьому нижні гілки (гілки АВ, АС, АД на рис. 3) відповідають $\gamma > 1$, а верхні гілки $\gamma < 1$.

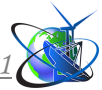
Також існує сімейство розривних рішень, які всі розпочинаються при $Q = -\infty$, коли γ спадає до $(q \rightarrow -0)$ і рухаються до горизонтальної асимптоти при кінцевих Q та $q < 0$. Друга гілка кожної кривої розпочинається при $q > 0$ з тієї ж самої асимптоти і при $(q \rightarrow +0)$ рухається до $(+\infty)$. На рис. 3 показана друга гілка кривої, розташована ближче до осі абсцис (крива 4). Для другого сімейства значень $\gamma < 1/3$ виділено розв'язок з $P = 0$, який на рисунку 3 представлений кривою 5. Для цього розв'язку q змінюється в інтервалі $(0, 16/9)$, при цьому для гілки АЕ ($Q < 1$) $\gamma > 1$.

Отримані рішення дозволяють оцінити стійкість потоку в діоді. При збільшенні q від початкового значення $q=0$ можуть виникати стани з $\gamma > 1$, як вказано раніше. Їм відповідають нижні гілки кривих першого сімейства і розв'язок 5 на рисунку 3. Для всіх цих гілок $Q < 0$ встановлюється стійкість. При $q > 16/9$ в якості розв'язку рівняння (24) можуть бути взяті тільки криві другого сімейства з $\gamma < 1/3$.

Згідно з формулою (23), стаціонарні стани при $\gamma < 1/2$ неможливі, але відповідні розв'язки рівняння (24) характеризують розвиток процесу поблизу $q = 16/9$. Згідно з формулою (29) для $\gamma < 1/3$ відповідає нестійкість, тому ординати кривих розривного сімейства при $q = 16/9$ та $Q = 0$ вказують на виникнення інкрементів нестійкості. На рис. 3 показано лише одну криву (крива 4), яка відповідає найменшому інкременту. Навіть цей інкремент свідчить про те, що зі стійкого стану ($q = 16/9$) діод переходить до нестійкого режиму при $q = 16/9$ з кінцевим інкрементом. Важливо відзначити, що існує нескінченна кількість нестійких гілок другого сімейства кривих при $q = 16/9$, і кожній з них відповідає більший інкремент і частота, що свідчить про швидкий нестационарний перехід від стійкого стану при $q < 16/9$. Якщо змінювати q так, щоб γ при досягненні $\gamma = 1$ продовжувало спадати (див. рис. 1), як розв'язок дисперсійного рівняння можна взяти верхні гілки кривих першого сімейства та розв'язок 5 (рис. 3). Криві першого сімейства дають $Q < 0$ ($\gamma > 1/3$), так, що стани пучка є стійкими щодо високочастотних збурень. Верхня гілка кривої 5 дає $Q > 0$, що відповідає збудженню з нульовою частотою.

Отже, для стану з $1/2 > \xi_{\min} > 0$ має місце аперіодична нестійкість. Інкремент нестійкості надається ординатою верхньої гілки кривої 5 рис. 3. крім того, для $q \approx 16/9$ має місце формула:

$$Q \approx -\frac{3}{2}(\gamma - 1). \quad (28)$$



Висновок

Розглядаючи стійкість самоузгоджених станів потоку в короткозамкненому діоді в режимі з наскрізним проходженням часток і досліджуючи частотні властивості системи, отримано рівняння спектра і для кожного стану знайдено відповідний інкремент нестійкості або декремент стійкості.

Описано режими з наскрізною стійкістю частинок, швидким нестационарним процесом і аперіодичною нестійкістю. Таким чином, режим із наскрізним прольотом частинок стійкий за $q < 16/9$ та $\gamma > 1$, а за $q = 16/9$ у діоді починається швидкий нестационарний процес, пов'язаний із генерацією високочастотних коливань за кінцевих інкрементів. Для станів з $q < 16/9$ та $1 > \gamma > 1/2$ у діоді має місце аперіодична нестійкість, аналіз якої надає нам важливі відомості про динаміку системи, а саме, при зміні параметрів можуть виникати нестационарні процеси з інкрементами нестійкості, що може бути значущим для генерації імпульсів. Аналіз графіків і рівнянь дозволяє визначити оптимальні умови параметрів для досягнення генерації імпульсів з певними характеристиками.

Загалом, отримані відомості дозволяють зрозуміти динаміку системи та здійснити раціональний підбір параметрів для побудови ефективного імпульсного генератора на основі напівпровідникового діода.

Література:

1. Shur, M., (1992). *Fyzyka poluprovolnykovikh pryborov* [Physics of semiconductor devices]. Myr.
2. Kyuregyan, A., (2019). *Vysokovoltnye diffuzionnye diody s rezkim vosstanovleniem. I. Chislennoe modelirovanie* [High voltage diffusion diodes with sharp recovery. I. Numerical modeling]. *Fizika i tehnika poluprovodnikov* [Physics and technology of semiconductors]. 53(7), 978–984.
3. Darznek, S., Lyubutin, S. ta Rukin, S., (2002). *Generaciya sverhvysokih chastot bezbazovym diodom* [Generation of ultrahigh frequencies by a baseless diode]. *Fizika i tehnika poluprovodnikov* [Physics and technology of semiconductors]. 36(5), 653–667.
4. Kundenko, M., Mardziavko, V. ta Rudenko, A., (2023). *Analiz tekhnolohii heneratsii NVCh vyprominennia z vyznachenniam adaptivnoho typu diodiv dlia podalshoho konstruiuvannia aparativ dlia znezarazhennia* [Analysis of the technology of generating microwave radiation with the determination of the adaptive type of diodes for the further design of devices for disinfection]. *Intehrovani tekhnolohii ta enerhozberezhennia* [Integrated technologies and energy saving]. (3), 24–37.
DOI: 10.20998/2078-5364.2023.3.03
5. Langmuir, I. and Blodgett, K., (1992). This year's limited border of space between the known spheres. *Physical Review Journals*. (23), 82–94.
DOI: doi.org/10.1103/PhysRev.24.49
6. A.V. Pashchenko and B.N. Rutkevich, (1979). *Dinamika perekhodov mezhdru stacionarnymi sostoyaniyami v diode*. *Radiotekhnika i elektronika*. (1), 152–157.



7. Kundenko, M., Chaly, I., Vakhonina, L., Megel, Y. та Rudenko, A., (2022). Development of a model of cell functioning to measure the interaction of low-energy EMF. *У: 2022 XXXII international scientific symposium metrology and metrology assurance, Sozopol, Bulgaria.* с. 1–4.

DOI: 10.1109/MMA55579.2022.9993093

8. Kuznecov, V. та Ender, A., (2010). Non-stationary modes of the Bursian diode. Part 1. Stability of stationary solutions. *Fizika plazmy.* (3), 248–257.

DOI: doi.org/10.1063/1.4975012.

9. Shahriari, S., Hassan, I. та Kadem, L., (2014). Modeling unsteady flow characteristics using smoothed particle hydrodynamics. *Applied Mathematical Modelling.* **37**(3), 1431–1450.

DOI: doi.org/10.1016/j.apm.2012.04.017.

10. Adamenko, A., Novikov, V., Levchenko, V., Prokopenko, V. та Shapoval, A., (2023). Energy efficiency of the high-current diode under the blow-up mode evolution in the anode. *Results in Physics.* **47**, 368–373.

11. S. Mohammad, (2007). Boundary conditions and current-voltage relations for heavily doped p-n diodes. *Solid-State Electronics.* **30**(7), 713–718.

Abstract. *In this article, a study of the frequency stability and state of the current electron flow during the operation of the diode system for the pulse generator as part of the disinfection installation was performed. The research used equations for a one-dimensional electron flow in a flat diode, where the parameters are normalized by reducing them to dimensionless values. As a result of the formulation, transformation and solution of the system of equations, the equation of the spectrum of oscillations was obtained, for each operating mode of the system there were certain limits of increase or decrease of stability. Analysis of the stability of the system in the regime under study provides us with important information about the dynamics of the system, which can be significant for the generation of pulses.*

Key words: *semiconductor diode, pulse generator, microwave radiation, flow stability, instability increment, stability decrement.*