

## ПЕРЕХІДНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРІОТРОНІВ НА ОСНОВІ СКВІДІВ

© Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І., 2006

M.V. Tyhanskyi, R.R. Krysko, A.I. Partyka

## TRANSITION CHARACTERISTICS OF SQUID BASED CRIOTRONS

© Tyhanskyi M.V., Krysko R.R., Partyka A.I., 2006

Використовуючи еквівалентну схему та принцип роботи двоконтактного надпровідного квантового інтерферометра (СКВІДа) як елемента комп'ютерної пам'яті, створено математичну модель перехідних процесів у таких елементах пам'яті. Розраховано перехідні характеристики квантових кріотронів під час керування їх логічним станом імпульсами магнітного потоку. Здійснено моделювання перехідних процесів та отримано перехідні характеристики для логічних переходів “0” → “1” та “1” → “0”. Показано, що стабільно працювати такі кріотрони можуть тільки при логічних переходах “0” → “1”; досліджено вплив амплітуди керуючих імпульсів і середньої тривалості імпульсів на перехідні характеристики кріотронів та їх швидкодію.

An equivalent scheme and the principles of operation of a double-contact superconducting quantum interference device (SQUID) used as a memory cell have been incorporated to create a mathematical model of transition processes in such memory cells called **quantum criotrons**. The transition characteristics of the quantum criotrons with their logical state controlled by impulses of magnetic flux have been calculated. For the logical transitions “0” → “1” and “1” → “0”, the transition processes have been modeled, and the transition characteristics have been obtained. It has been shown that the criotrons' functioning is stabilized only during the logical transitions “0” → “1”. The dependence of the criotrons' transition characteristics and speed on the amplitude and average duration of control impulses has been investigated.

### Вступ

Відкриття високотемпературних надпровідників і прогрес технологій виготовлення кріоелектронних мікроструктур призвело до практичного використання створених на основі стаціонарного та нестаціонарного ефектів Джозефсона квантових електронних комірок пам'яті [1–2]. Перспективність їх засосування в комп'ютерній техніці визначається високою швидкодією порівняно із традиційними напівпровідниковими елементами. У теперішній час ведуться наукові дослідження фундаментальних фізичних процесів в джозефсонівських тунельних переходах (ДТП) та джозефсонівських тунельних контактах (ДТК). Створені на основі ДТП та ДТК кріотрони можна використовувати як надшвидкодіючі елементи комп'ютерної пам'яті [3]. Основними характеристиками кріотронів є перехідні характеристики, які визначають час комутації при логічних переходах і швидкодію елементів пам'яті. У роботах [4–7] створено математичну модель перехідних процесів в джозефсонівських кріотронах на основі окремих ДТП. Мета цієї роботи – створити математичну модель перехідних процесів у кріотронах, в основі яких є не окремі ДТП, а квантові інтерферометри (СКВІДи), отримати перехідні характеристики при зміні логічного стану, а також вивчити вплив параметрів схеми на стабільність режиму роботи таких структур.

### Принцип роботи кріотрона на основі двоконтактного СКВІДа

Схема кріотрона на основі двоконтактного СКВІДа зображена на рис. 1. СКВІД утворений надпровідною рамкою, в яку вмонтовано два слабкі зв'язки – джозефсонівські тунельні переходи

(ДТП) а і б. Кожен ДТП може пропускати надпровідний тунельний струм силою  $I$ , яка не перевищує його критичну величину (критичний струм ДТП  $I_C$ ). Через СКВІД пропускають транспортний струм силою  $I_T$ , який є трохи меншим за величину  $2I_C$ . Значення струмів  $I_A$  і  $I_B$ , які протікають через переходи а і б, відповідно не досягають критичної величини  $I_C$ , тому напруга на обидвох контактах дорівнюватиме нулю. Це означає, що і напруга на кріотроні дорівнюватиме нулю. Стан кріотрона, коли через нього протікає транспортний струм  $I_T$ , а напруга на ньому  $V = 0$ , вважають станом логічного «0».

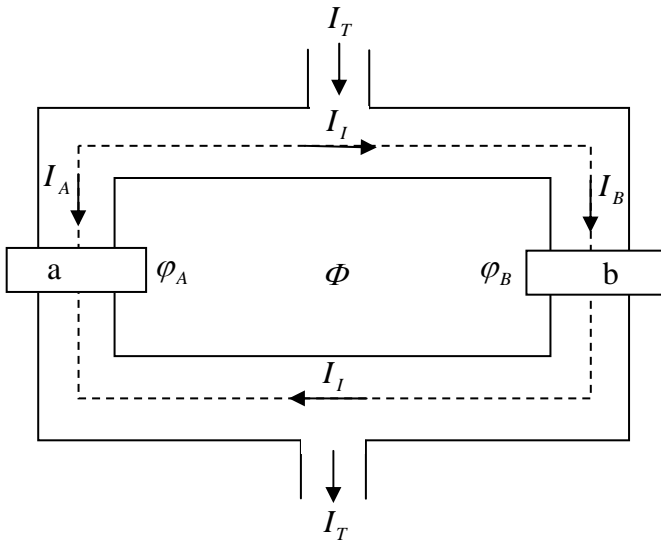


Рис. 1. Схема кріотрона на основі двоконтактного СКВІДа:  
 $I_T$  – транспортний струм;  
 $I_I$  – індукований струм;  $I_A$  – тунельний струм через а - контакт;  $I_B$  – тунельний струм через б - контакт;  $\Phi$  – керуючий зовнішній магнітний потік;  $\varphi_A$  – стрибок фази на а - контакті;  $\varphi_B$  – стрибок фази на б - контакті

Під час подачі керуючого імпульсу зовнішнього магнітного потоку  $\Phi$  у контурі інтерферометра починає протікати індукований струм  $I_I$ . Внаслідок цього сила струму в а-контакті  $I_A = \frac{1}{2} I_T - I_I$  ( $I_A < I_C$ ), а в б-контакті  $I_B = \frac{1}{2} I_T + I_I$  ( $I_B > I_C$ ). В а-контакті надпровідне тунелювання збережеться, оскільки  $I_A < I_C$ , а в б-контакті надпровідне тунелювання буде зруйновано, бо  $I_B > I_C$ . Після цього почнеться перерозподіл струмів у інтерферометрі: струм  $I_B$  зменшиться до нуля, це призведе до того, що зникне індукований струм  $I_I$ , а сила струму  $I_A$  досягне величини  $I_T$ , яка значно перевищуватиме критичний струм  $I_C$ . Надпровідне тунелювання в а-контакті буде також зруйновано. На кріотроні з'явиться напруга  $V \neq 0$ . Такий стан кріотрона вважають станом логічної «1», а описаний перехідний процес називають логічним переходом «0» → «1». Для зворотного логічного переходу «1» → «0» потрібне відновлення надпровідного джозефсонівського тунелювання в обидвох контактах і встановлення нульової напруги на кріотроні при незмінному значенні транспортного струму  $I_T$ .

### Математична модель перехідних процесів в кріотронах на основі двоконтактного СКВІДа

Для створення математичної моделі складено робоче диференціальне рівняння. Використано такі співвідношення [3-4]:

$$I_T = I_A + I_B, \quad (1)$$

$$I_A = I_C \sin \varphi_A + \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2 \varphi_A}{dt^2} + \frac{G(V)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_A}{dt}, \quad (2)$$

де  $I_C \sin \varphi_A$  – надпровідний тунельний струм в а-контакті,  $\varphi_A$  – стрибок фази на а-контакті,  $\frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2 \varphi_A}{dt^2}$  – ємнісний струм в а-контакті,  $C$  – ємність джозефсонівського тунельного переходу,

$\hbar$  – стала Планка,  $e$  – заряд електрона,  $\frac{G(V)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_A}{dt}$  – нормальний (ненадпровідний) струм під час одноелектронного тунелювання в а-контакті,  $G(V)$  – нормальна (ненадпровідна) провідність ДТП,

$$I_B = I_C \sin \varphi_B + \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2} + \frac{G(V)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt}, \quad (3)$$

де  $I_C \sin \varphi_B$  – надпровідний тунельний струм в b-контакті,  $\varphi_B$  – стрибок фази на b-контакті,  $\frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2}$  – ємнісний струм в b-контакті,  $\frac{G(V)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt}$  – нормальний струм під час одноелектронного тунелювання в b-контакті,

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad (4)$$

де  $\Phi$  – керуючий зовнішній магнітний потік через інтерферометр,  $\Phi_0$  – квант магнітного потоку.

Після підстановок і математичних перетворень робоче диференціальне рівняння виглядає так:

$$I_T = I_C \sin \left[ \varphi_B + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \right] + I_C \sin[\varphi_B] + \frac{2G\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{G\hbar}{2e} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{2C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\Phi}{dt^2}. \quad (5)$$

Початкові умови:  $\varphi_B(t)_{t=0} = 0$ ;  $\frac{d\varphi_B(t)}{dt}_{t=0} = 0$ . Задаючи функцію  $\Phi(t)$ , яка описувала форму

керуючих імпульсів зовнішнього магнітного потоку і розв'язавши рівняння (5), знаходили невідому функцію  $\varphi_B(t)$  (часову залежність стрибка фази на одному з ДТП інтерферометра). Використовуючи основне співвідношення для нестационарного ефекта Джозефсона

$$V(t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (6)$$

можемо визначити часову залежність напруги на кріотроні  $V(t)$  – його перехідну характеристику, яка описує перехідні процеси під час логічних переходів “0” → “1” і “1” → “0”. Для отримання перехідних характеристик кріотронів використовували програмний пакет Mahtcad 7 Professional.

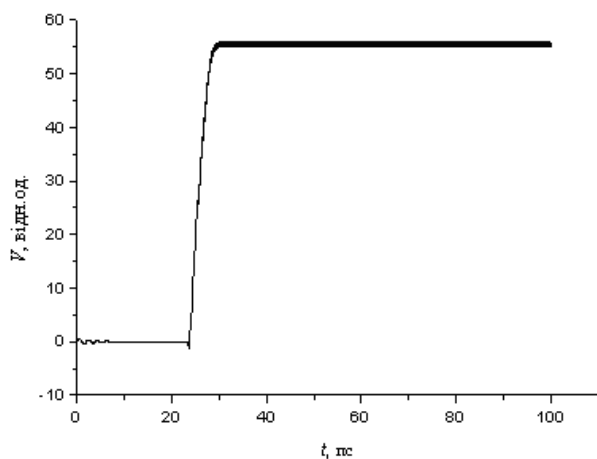
### Перехідні характеристики кріотронів

Величина критичного струму для обох контактів  $I_C = 10$  мА, величину транспортного (робочого) струму  $I_T$  ми вибрали 18 мА, враховуючи два міркування: 1) значення  $I_T$  не повинно перевищувати критичний струм інтерферометра  $2I_C$ ; 2) різниця  $2I_C - I_T$  повинна бути мінімальною, що дасть змогу керувати логічним станом кріотрона імпульсами магнітного потоку малої амплітуди. Ємність ДТП  $C$  встановлювали методом підбору, враховуючи критерій максимальної швидкодії кріотрона як комірки пам'яті. Отримано, що для значення ємності  $C = 1,2$  пФ перехідні характеристики були найкращими. Розрахункова робоча температура кріотрона  $T = 81,2$  К, яка є близькою до температури кипіння азоту  $T = 77$  К. Зважаючи на задану робочу температуру кріотрона, були використані вольтамперні характеристики ДТП в режимі одноелектронного тунелювання, які розраховані нами в попередніх роботах [5]. На основі ВАХ окремих контактів визначали залежність нормальної провідності ДТП від напруги, які використовували у робочому рівнянні (5). Нахил ВАХ до осі напруг задавали параметром  $G_0$  (провідністю ДТП в нормальному стані, коли напруга на тунельному контакті  $V \gg \frac{2\Delta}{e}$ , де  $\Delta$  – енергетична щілина,  $e$  – заряд електрона). Перехідні характеристики кріотрона були оптимальними, коли параметр  $G_0 = 0,8 \text{ Ом}^{-1}$ .

Керування логічним станом кріотрона здійснювали імпульсами магнітного потоку, форму яких описувала функція  $\Phi(t) = N\Phi_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_n}{\Delta t_n}\right)^4\right]$ . Тут  $N\Phi_0$  – амплітуда імпульсів,  $N$  – параметр, який задавав амплітуду імпульсів,  $t_n$  – момент подачі  $n$ -імпульсу,  $\Delta t_n$  – середня тривалість  $n$ -імпульсу. Форма імпульсів була вибрана на основі досліджень, які проведені в попередніх роботах [7].

На рис. 2 зображено перехідну характеристику кріотрона під час логічного переходу «0» → «1». Наведені параметри були оптимальними, їх визначали методом підбору, враховуючи максимальну швидкодію кріотрона. Видно, що перехід зі стану логічного «0» ( $V = 0$ ) у стан логічної «1» ( $V \neq 0$ ) відбувся за час  $\tau \sim 5$  пс. Цей час вважатимемо часом комутації кріотрона. Якщо порівняти ці результати з даними роботи [7], де були отримані перехідні характеристики джозефсонівських кріотронів на основі окремих ДТП, то треба відмітити, що логічні переходи «0» → «1» мали приблизно такий самий час комутації. Проте була суттєва різниця у тривалості зовнішнього керуючого імпульсу, який здійснює логічний перехід. Для кріотронів на основі ДТП тривалість імпульсів у оптимальному режимі роботи становила 4 – 5 пс. У нашому випадку оптимальною тривалістю керуючих імпульсів магнітного потоку можна вважати 0,2 – 1 пс, що є значно меншою величиною, ніж 4 – 5 пс.

Якщо середню тривалість керуючих імпульсів  $\Delta t$  зменшувати, то спочатку час комутації зростає, а коли  $\Delta t = 0,032$  пс чи був меншим, логічний перехід «0» → «1» не настав (рис. 3). Замість логічного переходу спостерігались тільки згасаючі коливання напруги малої амплітуди. Збільшення величини  $\Delta t$  до 2,7 пс (рис. 4) спричиняло зниження швидкодії кріотрона і появу на його перехідних характеристиках згинів після логічного переходу «0» → «1». Час комутації зростає до величини  $\tau \approx 10$  пс. Якщо середню тривалість імпульсів магнітного потоку задавати так, щоб  $0,1$  пс  $< \Delta t < 2$  пс, час комутації майже не змінювався.



Параметри:

- $I_C = 10$  мА
- $I_T = 18$  мА
- $C = 1,2$  пФ
- $G_0 = 0,8$  Ом<sup>-1</sup>
- $T = 81,2$  К
- $t_1 = 25$  пс
- $\Delta t_1 = 1$  пс
- $\Phi = 10 \Phi_0$

Рис. 2. Перехідна характеристика кріотрона  $V(t)$  при логічному переході «0» → «1»:

$t_1$  – момент подачі керуючого імпульсу,  $\Delta t_1$  – середня тривалість імпульсу,  $\Phi$  – амплітуда імпульсу

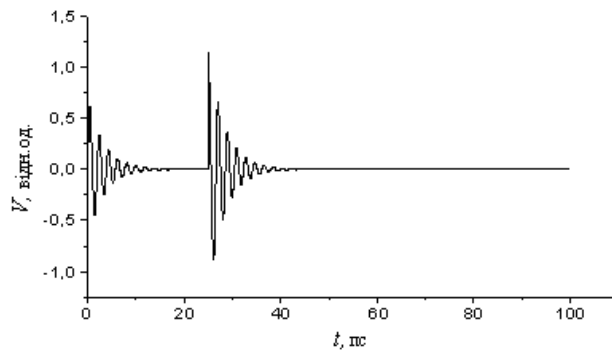


Рис. 3. Перехідна характеристика кріотрона  $V(t)$  при логічному переході “0” → “1”:

$t_1$  – момент подачі керуючого імпульсу,  $\Delta t_1$  – середня тривалість імпульсу,  $\Phi$  – амплітуда імпульсу

Параметри:  
 $I_C = 10$  мА  
 $I_T = 18$  мА  
 $C = 1,2$  пФ  
 $G_0 = 0,8$  Ом<sup>-1</sup>  
 $T = 81,2$  К  
 $t_1 = 25$  нс;  $\Delta t_1 = 0,032$  нс  
 $\Phi = 10 \Phi_0$

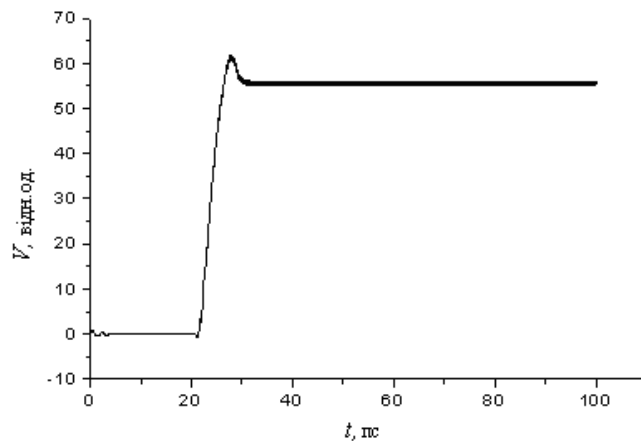


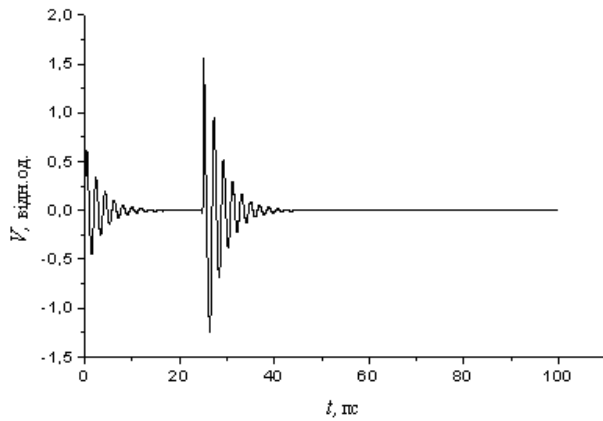
Рис. 4. Перехідна характеристика кріотрона  $V(t)$  при логічному переході “0” → “1”:

$t_1$  – момент подачі керуючого імпульсу,  $\Delta t_1$  – середня тривалість імпульсу,  $\Phi$  – амплітуда імпульсу

Параметри:  
 $I_C = 10$  мА  
 $I_T = 18$  мА  
 $C = 1,2$  пФ  
 $G_0 = 0,8$  Ом<sup>-1</sup>  
 $T = 81,2$  К  
 $t_1 = 25$  нс  
 $\Delta t_1 = 2,7$  нс  
 $\Phi = 10 \Phi_0$

Параметром  $N$  можна змінювати амплітуду керуючих імпульсів магнітного потоку  $\Phi = N\Phi_0$ . Отримавши перехідні характеристики кріотронів під час керування їх логічним станом імпульсами потоку різної амплітуди, ми встановили, що на швидкодію кріотронів цей параметр практично не впливає. Але при зменшенні параметра  $N$  до 1 і менше логічний перехід “0” → “1” не відбувався. На перехідній характеристиці кріотрона спостерігались тільки згасаючі коливання напруги малої амплітуди, тобто амплітуда коливань напруги була набагато меншою за напругу на кріотроні у стані логічної “1” (рис. 5). Цей результат є важливим з погляду стабільності режиму роботи кріотронів.

Другою частиною цієї роботи було здійснити математичне моделювання і отримати перехідні характеристики для логічних переходів “1” → “0”. Для здійснення такого логічного переходу на кріотрон подавали керуючий імпульс магнітного потоку іншої полярності (негативний імпульс) через деякий проміжок часу після того, як кріотрон під дією позитивного імпульсу перейшов у стан логічної “1” (рис. 6). Видно, що під дією негативного імпульсу напруга на кріотроні спочатку зростала, потім зменшилась до нуля, а після цього повернулась до значення, яке відповідає стану логічної “1”. Це означає, що кріотрон не змінив свого логічного стану, хоча негативний керуючий імпульс мав би перевести кріотрон в стан логічного “0”. Такий режим роботи кріотрона не можна вважати стабільним. Здійснивши низку досліджень щодо оптимізації параметрів кріотрона та параметрів керуючих негативних імпульсів, на жаль, не вдалось змоделювати стабільний режим роботи кріотрона під час логічних переходів “1” → “0”.



Параметри:

$$I_C = 10 \text{ мА}$$

$$I_T = 18 \text{ мА}$$

$$C = 1,2 \text{ пФ}$$

$$G_0 = 0,8 \text{ Ом}^{-1}$$

$$T = 81,2 \text{ К}$$

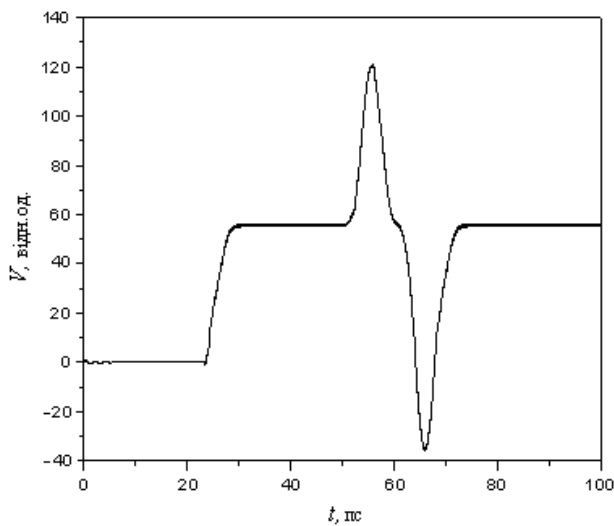
$$t_1 = 25 \text{ пс}$$

$$\Delta t_1 = 0,1 \text{ пс}$$

$$\Phi = 1 \Phi_0$$

Рис. 5. Перехідна характеристика кріотрона  $V(t)$  при логічному переході “0” → “1”:

$t_1$  – момент подачі керуючого імпульсу,  $\Delta t_1$  – середня тривалість імпульсу,  $\Phi$  – амплітуда імпульсу



Параметри:

$$I_C = 10 \text{ мА}$$

$$I_T = 18 \text{ мА}$$

$$C = 1,2 \text{ пФ}$$

$$G_0 = 0,8 \text{ Ом}^{-1}$$

$$T = 81,2 \text{ К}$$

$$t_1 = 25 \text{ пс}; \quad t_2 = 60 \text{ пс}$$

$$\Delta t_1 = 1 \text{ пс}; \quad \Delta t_2 = 5,6 \text{ пс}$$

$$\Phi_1 = 10 \Phi_0; \quad \Phi_2 = 120 \Phi_0$$

Рис. 6. Перехідна характеристика кріотрона  $V(t)$  при логічних переходах “0” → “1” і “1” → “0”:

$t_1$  – момент подачі першого (позитивного) імпульсу,  $\Delta t_1$  – середня тривалість першого імпульсу,

$\Phi_1$  – амплітуда першого імпульсу,  $t_2$  – момент подачі другого (негативного) імпульсу,

$\Delta t_2$  – середня тривалість другого імпульсу,  $\Phi_2$  – амплітуда другого імпульсу

### Висновки

Використовуючи еквівалентну схему та принцип роботи кріотрона на основі двоконтактного надпровідного квантового інтерферометра (СКВІДа), створено математичну модель перехідних процесів у таких структурах, які можна використовувати як квантові елементи комп’ютерної пам’яті. Розраховано перехідні характеристики квантових кріотронів під час керування їх логічним станом за допомогою імпульсів магнітного потоку. Здійснено моделювання перехідних процесів та отримано перехідні характеристики для логічних переходів “0” → “1” та “1” → “0”. Виявлено, що працювати в стабільному режимі такі кріотрони можуть тільки при логічних переходах “0” → “1”. Досліджено як впливають на перехідні характеристики кріотронів амплітуда імпульсів, середня тривалість імпульсів та момент подавання імпульсів. Встановлено, що характерні часи комутації для логічних переходів “0” → “1” при оптимальних параметрах схеми та зовнішніх імпульсів магнітного потоку становили 5 пс при середній тривалості імпульсів 0,1 пс. Результати роботи можна використати для розроблення та конструювання квантових елементів пам’яті.

1. Силин В.П., Студенов А.В. // ФТТ. 2000. 42. №4. С. 611-617. 2. Новиков А.А., Ченцов Р.А. // Микроэлектроника. 1991. 20. №1. – С. 64–72. 3. Ван Дузер Т. Физические основы сверхпроводящих устройств. – М.: Радио и связь. 1984. 4. Тиханський М.В., Шуригін Ф.М. // Вісн. НУ “Львівська політехніка”. 2002. 445. – С. 201–206. 5. Тиханський М.В., Шуригін Ф.М., Тиханська К.М. // Вісн. НУ “Львівська політехніка”. 2003. № 482. – С. 152–160. 6. Тиханський М.В., Тиханська К.М. // Вісн. НУ “Львівська політехніка”. 2004. № 513. – С. 191–198. 7. Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І. // Вісн. НУ “Львівська політехніка”. 2005. № 532. – С. 138–146.

УДК 621.793.1

**З.А. Шандра**

Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронних приладів

## **ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО РОЗРЯДУ В КОМІРЦІ ПЕННІНГА З РОЗЖАРЮВАНИМ ЗОНДОМ**

© Шандра З.А., 2006

**Z.A. Shandra**

### **INVESTIGATION OF THE ELECTRIC DISCHARGE IN PENNING’S CELL WITH HEATED PROBE**

© Shandra Z.A., 2006

Описано результати дослідження розряду Пеннінга з додатковим електродом (зондом), який вводиться в центр розрядного проміжку через отвір в аноді для створення дугового розряду. Досліджено вольт-амперну характеристику дугового розряду, виявлено, що в діапазоні тисків аргону  $p=0,05-0,5$  Па існують мінімальні значення розрядного і зондового струмів для підтримування дуги. Ці критичні параметри пояснюються розігріванням зонда іонним струмом до температур, що забезпечують достатньо високий термоемісійний струм. Показано, що інтенсивне розпилення матеріалу зонда в дуговому розряді дає змогу збільшити швидкість наплення плівок вольфраму на порядок порівняно до наплення в комірці Пеннінга з тліючим розрядом.

Results of investigation of Penning’s discharge with a probe inserted into the centre of the discharge gap through the anode orifice are described. It is found that the discharge current decreases and the probe becomes heated if its potential is negative up to 1 kV. If the discharge current exceeded 80 mA and the potential of the probe is of 1.15 kV for tungsten or molybden probes, the charge becomes of arc mode. It is found that there exist minimal values of discharge and probe currents necessary for maintaining arc mode. Results of the experiments are accounted for the emergence of thermoemission of the probe. It is shown that intensive sputtering of the probe in arc discharge enables us to increase the rate of deposition of tungsten films by an order as compared to glow charge.

#### **Вступ**

Розряд в схрещених електричному та магнітному полях є поширеним в пристроях іонно-реактивного наплення тонких плівок. Відомі різні варіанти магнетронних розпилювачів, що різняться конфігурацією магнітного поля, розташуванням та формою розпилюваних мішеней [1]. До цих пристроїв належать також розпилювачі на основі комірки Пеннінга, які мають невелике розповсюдження порівняно з магнетронними розпилювачами. Це зумовлено порівняно малими швидкостями наплення плівок через те, що мішені (катоди комірки Пеннінга) розташовані