

**О.А. Лавринович, М.Т. Черпак**

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України

12, вул. Акад. Проскури, Харків, 61085, Україна

E-mail: lavr@ire.kharkov.ua; cherpak@ire.kharkov.ua

## До кінетики руйнування надпровідного стану нелінійного копланарного хвилеводу на основі плівки високотемпературного надпровідника

**Предмет і мета роботи.** Механізм руйнування  $S$ -стану нелінійного високотемпературного надпровідника (ВТНП) копланарного хвилеводу (КПХ), у якому спостерігається експериментально виявлений авторами лавиноподібний ефект переходу в сильно дисипативний стан, остаточно не з'ясовано. Метою роботи є розвинути підхід до опису кінетики руйнування  $S$ -стану ВТНП КПХ з урахуванням неоднорідного розподілу мікрохвильового струму в смужці надпровідної плівки.

**Методи та методологія роботи.** Використано міркування, викладені у роботі авторів І.Б. Вендік та О.Г. Вендіка, стосовно стану кінетики руйнування широкої надпровідної плівки постійним струмом на основі рівняння Гінзбурга–Ландау, залежного від часу. Залишаючи незмінною їх модель про утворення  $S$ – $N$ -межі в смужці плівки та рух цієї межі до середини смужки, отримано рівняння руху  $S$ – $N$ -межі для КПХ із рівняння руху магнітного потоку при певних обмеженнях.

**Результати роботи.** Отримано чисельні оцінки часу руйнування  $S$ -стану: 1) широкої надпровідної плівки складу  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  постійним струмом; 2) КПХ на основі цієї ж плівки мікрохвильовим струмом. У межах порядку величини значення часу руйнування виявилися близькими при слабкій надпровідності ( $I/I_c \geq 1$ ).

**Висновок.** Вперше отримано співвідношення для часу руйнування  $S$ -стану КПХ з урахуванням розподілу мікрохвильового струму в хвилеводі. Показано, що ця характеристика лінійно залежить від співвідношення критичного струму та амплітуди мікрохвильового струму, на відміну від квадратичної залежності, отриманої для надпровідної смужки з постійним струмом. Л. 5. Бібліогр.: 23 назв.

**Ключові слова:** високотемпературний надпровідник, нелінійне явище, лінія передачі, копланарний хвилевід, постійний струм, лавиноподібний перехід, кінетика руйнування  $S$ -стану.

Лінія передачі типу копланарного хвилеводу (КПХ) привертає увагу дослідників і розробників мікрохвильової техніки завдяки таким перевагам у порівнянні з мікрохвильовими планарними лініями інших типів, як однобічна металізація, додаткова свобода вибору прийнятної ширини центральної смужки при заданих значеннях хвильового імпедансу (зазвичай  $Z_0 = 50$  Ом) та товщини підкладки [1].

У КПХ на основі плівки високотемпературного надпровідника (ВТНП) відносно легко реалізуються умови нелінійної залежності потужності вихідного сигналу  $P_{out}$  від потужності вхідного сигналу  $P_{in}$ , що обумовлюється силь-

ною неоднорідністю розподілу мікрохвильового поля в КПХ і проявом нелінійних властивостей мікрохвильового поверхневого опору  $R_s$  надпровідникової плівки у разі підвищення інтенсивності мікрохвильового магнітного поля  $\overline{H_\omega}$  в локальних областях КПХ навіть за помірних значень  $P_{in}$  [2]. Строго кажучи, тут потрібно говорити про нелінійні властивості поверхневого імпедансу  $Z_s(\overline{H_s}) = R_s(\overline{H_\omega}) + iX_s(\overline{H_\omega})$ , де  $X_s$  – поверхневий реактанс, який визначає залежність комплексного коефіцієнта поширення хвилі в лінії передачі [3]. Актуальність цієї лінії передачі обумовлюється, зокрема, перспективою створення обмежувачів потуж-

ності сигналу на вході радіоприймальних систем [2, 4–6].

В експериментальних дослідженнях КПХ на основі ВТНП виявлено особливість у вигляді немонотонної залежності  $P_{out}$  від температури  $T$  при  $T < T_c$  ( $T_c$  – критична температура ВТНП). При цьому зазначена особливість, у свою чергу, залежить від  $P_{in}$  [5]. Новий етап у дослідженні нелінійного КПХ почався з моменту виявлення лавиноподібного переходу КПХ у сильно дисипативний стан при пропусканні через лінію передачі постійного струму [6, 7]. Слід зауважити, що в низці робіт спостерігався перехід мікрохвильової ВТНП-структури в дисипативний стан під впливом постійного струму, проте мікрохвильовий сигнал був суттєво слабшим і використовувався тільки для контролю стану ВТНП-структури [9, 10]. У недавній виконаній роботі [11] це обмеження знімається, але весь аналіз проводиться для надпровідного каналу (з однорідним розподілом постійного та мікрохвильового струму в поперечному перерізі надпровідної смужки КПХ).

У всіх випадках відсутня строга електродинамічна теорія нелінійної лінії передачі на основі ВТНП. При цьому відома феноменологічна модель проходження сигналу в лінії передачі розглядалася без урахування постійної складової струму [2, 7, 8, 12]. У зв'язку з цим в [13, 14] було узагальнено модель, в основу якої покладено телеграфні рівняння на випадок зміщення лінії передачі постійним струмом.

Необхідно підкреслити відсутність до теперішнього часу чіткого уявлення про природу описаного в [7, 8] лавиноподібного ефекту. Оскільки сам ефект представляє собою результат нестационарного процесу руйнування  $S$ -стану надпровідника як основи лінії передачі, то видається важливим пошук підходів до опису кінетики цього процесу.

Метою роботи є з'ясування можливості опису кінетики мікрохвильового лавиноподібного ефекту в КПХ, використовуючи і розвиваючи модель і міркування, викладені І.Б. Вендіком і О.Г. Вендіком в описі кінетики руйнування  $S$ -стану постійним струмом у широких тонких ВТНП-плівках [15].

**1. Кінетика руйнування  $S$ -стану плівки постійним струмом.** У [15] показано феноменологічний підхід до отримання залежного від

часу рівняння Гінзбурга–Ландау

$$\frac{dt}{\tau_E} = \frac{d\varphi}{1 - \varphi^2 - \left(\frac{J_s}{J_0}\right)^2 \varphi^{-4}}, \quad (1)$$

де  $\tau_E$  – час релаксації параметра порядку;  $\varphi$  – нормована хвильова функція надпровідника (параметр порядку або густина носіїв заряду);  $J_s$  – об'ємна густина надструму;  $J_0$  – певна характеристична величина  $J_s$ , пропорційна густині критичного надструму  $J_c$ . У разі рівномірного розподілу струму по перерізу надпровідникової смужки (випадок надпровідного каналу) рівняння (1) дозволяє отримати вираз для часу руйнування  $S$ -стану смужки:

$$\tau_{des} \approx 3\tau_E \left(\frac{J_c}{J_s}\right)^2, \quad (2)$$

де  $\tau_{des}$  – час, протягом якого параметр порядку  $\varphi(t)$  стає рівним нулю при вмиканні струму з густиною  $J_s \gg J_c$ . Коли розміри надпровідникової смужки відповідають умовам  $w > \lambda_L$  і  $d < \lambda_L$ , розподіл струму по перерізу смужки стає неоднорідним ( $\lambda_L$  – лондонівська глибина проникнення) (рис. 1).

Для визначення розподілу струму в надпровідних плівках зручною величиною є  $\lambda_{\perp}$  [16]:

$$\lambda_{\perp} = \frac{2\lambda_L^2}{d}. \quad (3)$$

Для аналізу кінетики руйнування  $S$ -стану плівки постійним струмом запропоновано наближений розподіл поверхневої густини струму  $J_{sur}$  поперек плівки за таких значень (див. Додаток В у роботі [15]):

$$J_{sur}(y=0) = J_{sur}(0) = \frac{I}{w\pi},$$

$$J_{sur}\left(\frac{w}{2}\right) = \frac{I}{\sqrt{w\lambda_{\perp}}\pi}, \quad (4)$$

отже

$$J_{vol}\left(\frac{w}{2}\right) = J\left(\frac{w}{2}\right) = \frac{I}{\sqrt{w\lambda_{\perp}}\pi d}. \quad (5)$$

У разі розподілу струму, представленого на рис. 1, модель, яку викладено в [15], ґрунтується на очевидному припущенні, що між областями з  $N$ - і  $S$ -станами утворюються межі (у правій і лівій частинах смужки) і вони можуть пе-

ребувати в русі від краю смужки до її середини.  $N$ -область утворюється, якщо об'ємна густина струму  $J \geq J_c$ . Природно, вона з'являється спочатку біля краю смужки і рухається до її середини (рис. 2).

Із співвідношення (2) випливає

$$\tau_{des}(y_1) = 3\tau_E \left[ \frac{J_c}{J(y_1)} \right]^2, \quad (6)$$

де  $y_1$  – координата  $S$ - $N$ -межі (рис. 2). З урахуванням (5), а також співвідношень

$$J_{sur}(y_1) = I \frac{2}{\pi \sqrt{2y_1 \lambda_{\perp}}}, \quad (7)$$

$$J_{c\ sur} = I_c \frac{2}{\pi \sqrt{w \lambda_{\perp}}},$$

отримано рівняння [15]

$$\frac{dy_1}{dt} = -\frac{\lambda_{\perp}}{3\tau_E} \frac{w}{2y_1} \left( \frac{I}{I_c} \right)^2, \quad (8)$$

з розв'язку якого отримується значення  $\tau_{des}^{(w)}$ :

$$\tau_{des}^{(w)} = \frac{3}{4} \frac{w}{\lambda_{\perp}} \left( \frac{I_c}{I} \right)^2. \quad (9)$$

Це проміжок часу, в кінці якого  $S$ - $N$ -межі зустрічаються у центрі смужки після вмикання постійного струму, тобто коли смужка переходить в  $N$ -стан.

У цьому випадку автори [15] звертають увагу на таке. Коли  $S$ - $N$ -межі рухаються до центру смужки, струм змушений концентруватися в надпровідній (внутрішній) частині плівки. Після того, як надструм залишає край плівки, де матеріал плівки переходить в  $N$ -стан, може початися відновлення надпровідності в цих крайніх (віддалених) частинах плівки. Процес відновлення вимагає часу не менше  $\tau_{des}^{(dc)} \cong 3\tau_E$ . Якщо  $\tau_{des}^{(dc)} < 3\tau_E$ , то можна припустити, що процес руйнування  $S$ -стану плівки може розвиватися монотонно вздовж поперечного перерізу плівки (уздовж осі  $y$  на рис. 2). Власне, цьому випадку і відповідає кінетика руху  $S$ - $N$ -межі в смужці, що представлена на рис. 2.

Якщо, навпаки,  $\tau_{des}^{(dc)} > 3\tau_E$ , з'являються нормально провідні домени, і плівка переходить у резистивний стан зі складним розподілом  $S$ - і  $N$ -областей уздовж поперечного пере-

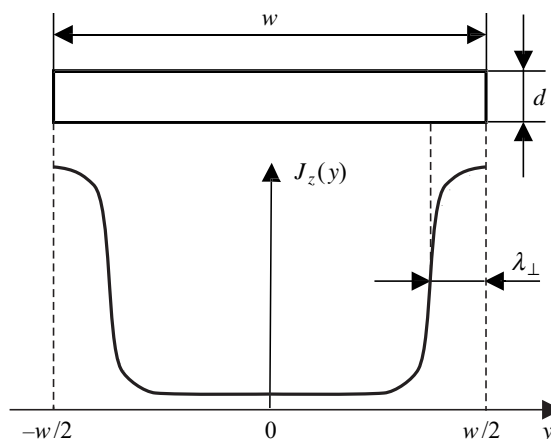


Рис. 1. Розподіл густини струму  $J_z(y)$  в поперечному перерізі широкої надпровідної плівки ( $d$  – товщина,  $w$  – ширина плівки)

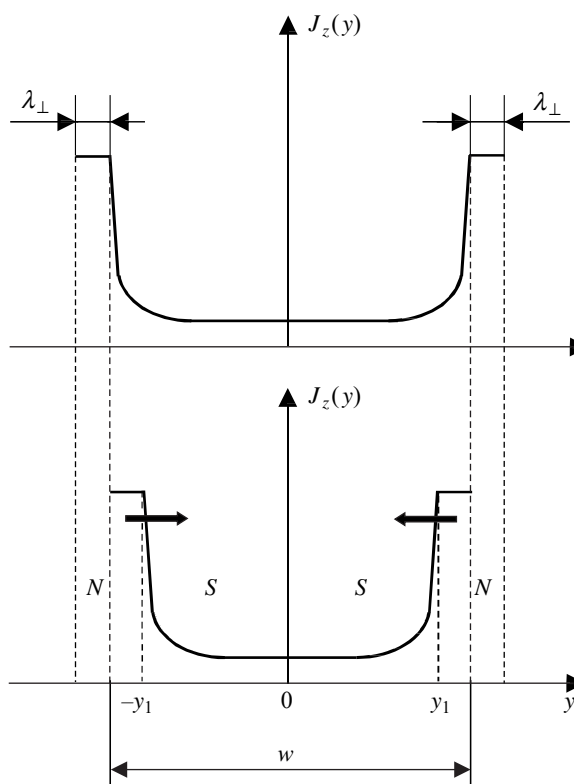


Рис. 2. Динаміка руйнування  $S$ -стану в тонкій широкій плівці [15]

різу плівки. Тривалість такого процесу сильно залежить від надкритичності струму і від термодинамічних властивостей як плівки, так і підкладки.

Нерівність  $\tau_{des}^{(dc)} > 3\tau_E$  може мати місце при слабкій надкритичності струму. Очевидно, що якщо поверхнева густина струму  $J_{sur}(y)$  біля краю плівки буде  $J_{sur}(y) < J_{c\ sur}$ , то  $S$ - $N$ -межа

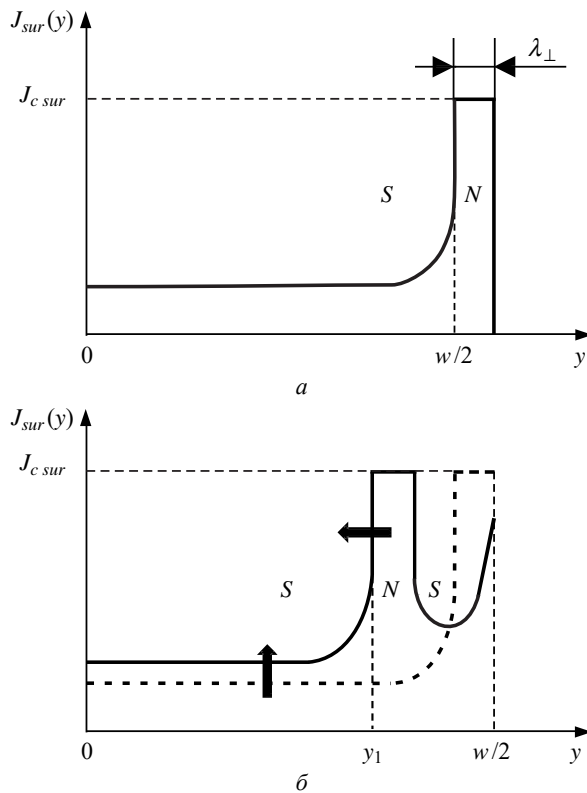


Рис. 3. Еволюція розподілу струму  $J_{sur}(y)$  залежно від поперечної координати для випадку «повільного» переміщення  $S-N$ -межі  $y_1$  до центру смужки  $\tau_{des}^{(dc)} > 3\tau_E$ :  $a$  – розподіл  $J_{sur}(y)$  в момент вмикання струму ( $t = 0$ );  $b$  – розподіл  $J_{sur}(y)$  в момент часу  $t < \tau_{des}^{(dc)}$

не утворюється. У разі слабкої надкритичності еволюція розподілу струму  $J_{sur}(y)$  і залежності параметра порядку  $\varphi(y_x)$  від поперечної координати відразу після вмикання струму стають набагато складнішими, що вимагає окремого розгляду. Зазначимо тільки, що в загальному випадку тут можна прогнозувати появу віртуальної структури типу  $S-N-S$  з рухомою  $N$ -областю (рис. 3, якісне уявлення). У разі її експериментального підтвердження ця структура може представити окремий важливий напрямок досліджень.

Проведемо чисельну оцінку  $\tau_{des}^{(w)}$  для центральної смужки КПХ, який використовувався в експериментальному дослідженні [3, 5, 8]. За товщини плівки  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$   $d = 150$  нм і температури  $T = 77$  К глибина проникнення  $\lambda_L(77\text{ K}) = 350$  нм [17], отже  $\lambda_{\perp} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$  нм. За умови  $\tau_E = 10^{-11} \dots 10^{-10}$  с [15] та  $I \geq I_c$ , отримуємо значення  $\tau_{des}^{(dc)} = 5 \cdot (10^{-10} \dots 10^{-9})$  с, що в межах порядку величини збігається з даними в

[15]. При більшій надкритичності  $I / I_c$ , як випливає із (9),  $\tau_{des}^{(dc)}$  має зменшуватися.

2. До кінетики лавиноподібного ефекту у копланарному ВТНП-хвилеводі. Якщо звернутися до розподілу мікрохвильового струму в КПХ, представлено на рис. 4 [2], то можна переконалися в практичному співпадінні особливостей розподілу мікрохвильового струму в центральній смужці КПХ та постійного струму в тонкій смужці (рис. 1).

$$J_z(y) = \frac{1}{w} \frac{1}{K\left(\frac{w}{a}\right)} \times \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{2y}{w}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{2y}{a}\right)^2\right]}}, & |x| \leq \frac{w}{2} \lambda_{\perp}, \\ \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{w}{a}\right)^2\right] \frac{\lambda_{\perp}}{w}}}, & \frac{w}{2} - \lambda_{\perp} \leq |x| \leq \frac{w}{2}, \\ \frac{-1}{\sqrt{\left[\frac{a^2}{w} - 1\right] \frac{\lambda_{\perp}}{a}}}, & \frac{a}{2} \leq |x| \leq \frac{a}{2} + \lambda_{\perp}, \\ \frac{-1}{\sqrt{\left[\left(\frac{2x}{w}\right)^2 - 1\right] \left[\left(\frac{2x}{a}\right)^2 - 1\right]}}, & |x| \geq \frac{a}{2} + \lambda_{\perp}. \end{cases} \quad (10)$$

Тут важливо зазначити, що внесок у загальні втрати від зовнішньої частини КПХ у широкому діапазоні значень  $w/a (< 0,6)$  виявляється значно меншим від втрат у центральній смужці [2]. Це дозволяє в подальшому значно спростити аналіз.

В обох випадках застосування КПХ на основі ВТНП-плівки, а саме з постійним або з мікрохвильовим струмом, механізм утворення  $S-N$ -межі при  $J(y_1) \geq J_c(y_1)$  у КПХ може бути викликаний або руйнуванням куперівських пар, або рухом магнітних вихорів. У першому випадку критичним струмом є струм розпарювання  $J_c$ , саме він входить в рівняння Гінзбурга-Ландау, яке використане в [15] (див. розд. 1) для аналізу руйнування  $S$ -стану плівки постійним струмом. У другому випадку критичний струм визначається силою піннінга вихорів, що

з'являються у надпровіднику в змішаному стані. Густина критичного струму  $J_c$  у змішаному стані завжди трохи менша, в межах порядку величини, від струму розпарювання [18].

З огляду на зазначену подібність у розподілі постійного і мікрохвильового струмів відповідно в широкій смужці та в КПХ, використаємо основне міркування роботи [15] про створення та рух  $S-N$ -межі під дією постійного струму також і для аналізу руйнування  $S$ -стану плівки мікрохвильовим струмом  $J_\omega$ .

У змішаному стані в надпровіднику з'являються вихори магнітного потоку, кожен з яких несе квант магнітного потоку  $\Phi_0$ . Рівняння руху для зміщення  $u$  вихору можна записати таким чином [19, 20]:

$$\mu_{em} \frac{d^2 u}{dt^2} + \eta \frac{du}{dt} + \chi u = \Phi_0 J_\omega, \quad (11)$$

де  $J_\omega$  – густина мікрохвильового струму;  $\mu_{em}$  – «електромагнітна маса» вихору, що характеризує його інертність;  $\eta$  – в'язкість на одиницю довжини вихору;  $\chi$  – константа пружності, що характеризує потенціал зв'язку вихору з положенням рівноваги.

Основою підходу (11) є припущення, що дисипативний процес може бути віднесено до серцевини вихору з нормальною провідністю і що електродинаміка може бути описана законом Ома всередині вихору та рівнянням Лондонів у надпровідній матриці [19].

Нас цікавить швидкість переміщення вихорів  $v = \frac{du}{dt}$  у припущенні, що  $u(t) = u_0 \exp(i\omega t)$  та  $v(t) = v_0 \exp(i\omega t)$ . У цьому випадку рівняння (11) можна переписати через  $v(t)$ , звідки

$$v_0 = \frac{\Phi_0 J_\omega i \omega}{\chi - \mu_{em} \omega^2 + i \omega \eta} = \frac{\Phi_0 J_\omega}{\eta + i(\mu_{em} \omega - \chi/\omega)}. \quad (12)$$

У (12) величина  $\chi/\omega = \omega_{dep}$  є частотою депіннінга [21], яка розділяє граничні ситуації, коли рух потоку в своїй основі є реактивним ( $\omega \ll \omega_{dep}$ ), і протилежний випадок, коли рух вихорів стає в'язким, тобто дисипативним ( $\omega \gg \omega_{dep}$ ). Частота  $\omega_{inert} = \eta/\mu_{em}$  характеризує інерційну релаксацію вихору. Для ВТНП  $\omega_{dep} \ll \omega_{inert}$ .

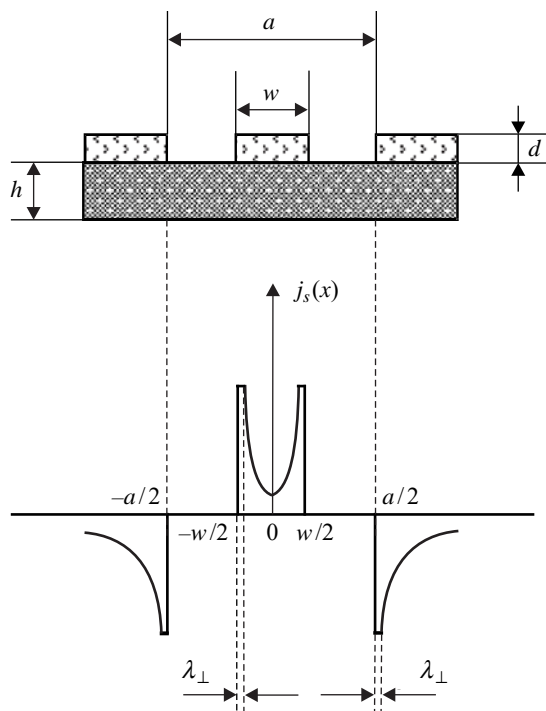


Рис. 4. Розподіл мікрохвильового струму в копланарному хвилеводі:  $a$  – ширина хвилеводу;  $w$  – ширина центральної смужки;  $d$  – товщина надпровідної плівки;  $h$  – товщина підкладки

Перепишемо (12) у формі

$$v_0 = \frac{\Phi_0 J_\omega}{\eta} \frac{1 - i \left( \frac{\omega}{\omega_{inert}} - \frac{\omega_{dep}}{\omega} \right)}{1 + \left( \frac{\omega}{\omega_{inert}} - \frac{\omega_{dep}}{\omega} \right)^2}. \quad (13)$$

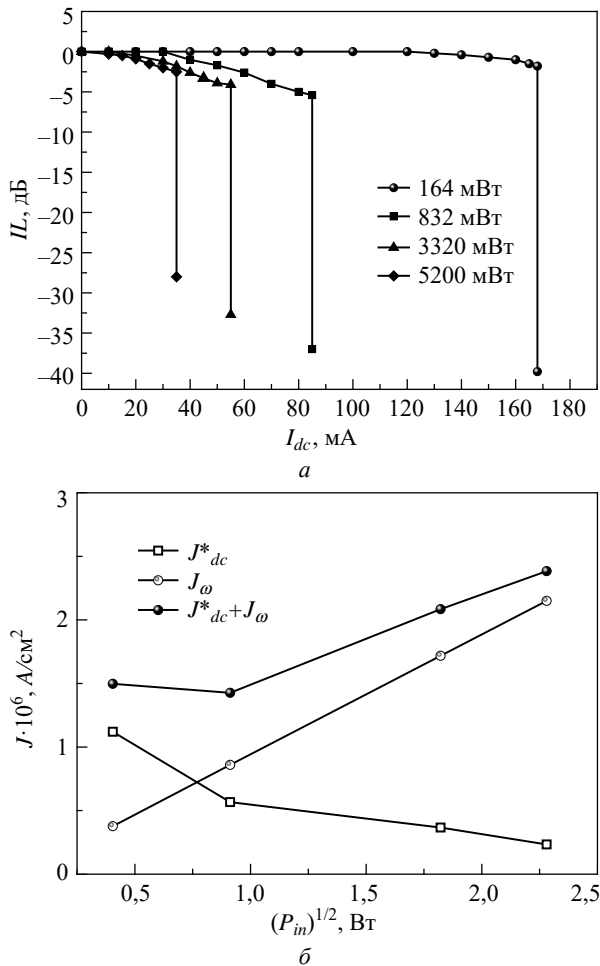
Використовуючи оцінки, проведені в [19], для частоти  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  можна вважати, що  $\omega/\omega_{inert} \ll 1$ . З іншого боку, для ВТНП  $\omega_{dep} \ll \omega_{inert}$ , тому виправданим буде прийняти спрощення  $\frac{\omega}{\omega_{inert}} - \frac{\omega_{dep}}{\omega} \approx 0$ .

Швидкість руху вихорів можливо записати з (13) у формі

$$v_0 = \frac{\Phi_0 J_\omega}{\eta}. \quad (14)$$

Оскільки  $J_\omega$  залежить від  $u$ , то  $v_0 = v_0(u)$ . За аналогією з випадком постійного струму в надпровідниковій смужці (див. (4) і (5)), запишемо

$$J_{\omega sur}(0) = \frac{I_\omega}{w} \frac{2}{\pi}, \quad J_{\omega sur}\left(\frac{\omega}{2}\right) = \frac{I_0}{\sqrt{w\lambda_\perp}} \frac{2}{\pi}.$$



**Рис. 5.** Вплив мікрохвильового і постійного струмів на характеристики КПХ при 77 К ( $d = 150$  нм): *a* – залежність внесених втрат ( $I_L$ ) КПХ від величини постійного струму ( $I_{dc}$ ) різних рівнів вхідної потужності ( $P_{in}$ ); *б* – залежність значень постійного і мікрохвильового струмів від значень вхідної потужності ( $P_{in}$ ), за яких КПХ переходить у сильно дисипативний стан

за умовою нормування

$$\int_{-w/2}^{w/2} J_{\omega sur}(y) dy = I_{\omega}.$$

У цьому випадку так само, як і для постійного струму (див. розд. 1), якщо об’ємна густина струму на краю смужки перевищуватиме критичне значення  $J_c^{(\omega)}$ , руйнування *S*-стану починається на краю внутрішньої смужки і поширюється в поперечному перерізі смужки КПХ до її центру.

Об’ємна густина мікрохвильового струму на краю смужки

$$J_{\omega} \left( \frac{w}{2} \right) = \frac{2}{\pi d \sqrt{w \lambda_{\perp}}}. \tag{15}$$

Складемо рівняння руху межі *S*–*N*-переходу  $y_1$ , виходячи з міркування, що ці межі починають рухатися від краю смужки, а швидкість руху межі визначається швидкістю руху вихорів:

$$\frac{d y_1}{d t} = -v_0(y_1). \tag{16}$$

Тут ми вважаємо, що вихори рухаються з однаковою швидкістю.

Далі, за аналогією з розд. 1,

$$J_{\omega c sur} = I_c \frac{2}{\pi \sqrt{w \lambda_{\perp}}}, \quad J_{\omega sur}(y_1) = I_{\omega} \frac{2}{\pi \sqrt{2 y_1 \lambda_{\perp}}},$$

$$\frac{J_{\omega sur}(y_1)}{J_{\omega c sur}} = \frac{J_{\omega}(y_1)}{J_{\omega c}} = \frac{I_{\omega}}{I_c} \sqrt{\frac{w}{2 y_1}},$$

звідки

$$J_{\omega}(y_1) = \frac{I_{\omega}}{I_c} J_{\omega c} \sqrt{\frac{w}{2 y_1}}.$$

Таким чином,

$$\frac{d y_1}{d t} = - \frac{\Phi_0 J_{\omega c}}{\eta I_c} \frac{I_{\omega}}{I_c} \sqrt{\frac{w}{2 y_1}}. \tag{17}$$

Розв’язання рівняння (17) з початковими умовами ( $y_1 = w/2$  при  $t = t_0$  та  $y_1 = 0$  при  $t = t_0 + \tau_{des}^{(\omega)}$ ) дає значення

$$\tau_{des}^{(\omega)} = \frac{w}{3} \frac{\eta}{\Phi_0 J_{\omega c}} \frac{I_c}{I_{\omega}}. \tag{18}$$

Відмінність у співвідношеннях (8) і (17) викликана такими чинниками. Співвідношення (8) отримано на підставі рівняння Гінзбурга–Ландау, що залежить від часу, в основі ж співвідношення (17) лежить рівняння руху вихорів магнітного потоку. У першому випадку час руйнування *S*-стану обернено пропорційний квадрату постійного струму, у другому – першому ступеню амплітуди мікрохвильового струму.

Звернемося до чисельної оцінки  $\tau_{des}^{(\omega)}$  для КПХ, який досліджувався експериментально (див. розд. 1). З цієї метою вираз (18) зручно переписати, використовуючи  $\eta = \frac{\Phi_0}{\rho_n} B_{c2}$ ,  $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ .

Тоді

$$\tau_{des}^{(\omega)} = \frac{1}{3} \frac{\omega B_{c2}}{\rho_n}. \tag{19}$$

З урахуванням, що  $B_{c2} = 2 \cdot 10$  Тл [2];  $J_c(77\text{K}) = 3,6 \cdot 10^6$  А / см<sup>2</sup> [17];  $\rho_n = 10^{-6}$  Ом · м [2];  $w = 10^{-4}$  м, отримуємо  $\tau_{des}^{(\omega)} = 2 \cdot 10^{-8}$  с. На постійному струмі  $\tau_{des}^{(dc)} = 0,5 (10^{-9} \dots 10^{-8})$  с.

Збіг значень  $\tau_{des}$  для обох випадків має місце в межах порядку величини. Враховуючи відмінність механізмів утворення  $S-N$ -межі та низку наближень, прийнятих для розв'язування задач тільки з постійним струмом і тільки з мікрохвильовим сигналом, можна вважати, що обидва ефекти можуть підсилювати один одного. Принаймні, це може бути вірним при слабкій надкритичності, коли  $I / I_c \approx I_\omega / I_c \leq 1$ . Не виключено, що відмінність залежностей  $\tau_{des}^{(dc)}$  та  $\tau_{des}^{(\omega)}$  від  $I_c / I$  може бути використаною для ідентифікації механізмів руйнування  $S$ -стану плівки.

У проведених авторами експериментальних дослідженнях найбільш показовим є саме ефект спільного впливу мікрохвильового і постійного струмів на нелінійний КПХ на основі ВТНП (рис. 5) [7]. Важливо також зазначити, що в результаті взаємодії мікрохвильового і постійного струмів (спільно чи кожного окремо) з надпровідниковою структурою мають місце теплові ефекти, про що свідчать прямі експериментальні докази [8]. Цим фактом автори знехтували для спрощення задачі.

Як зазначалося в розд. 1, при слабкій надкритичності, ( $I/I_c \geq 1$ ), в центральній смужці може утворитися віртуальна структура типу  $S-N-S$  (рис. 3). У цьому випадку можуть мати місце нові механізми поглинання МХ енергії. Зокрема, нещодавно в роботах [22, 23] було розглянуто так званий дебаєвський додатковий внесок у провідність квазічастинок, пропорційний часу непружної релаксації. Цей внесок у лінійну провідність може існувати тільки в присутності постійного струму.

**Висновки.** На основі моделі І.Б. Вендік та О.Г. Вендіка [15] проведено аналіз кінетики руйнування  $S$ -стану ВТНП КПХ з урахуванням неоднорідного розподілу мікрохвильового струму у ВТНП-смужці. При цьому використовується фізичний механізм зростання мікрохвильових втрат на основі уявлення про утворення та рух вихорів магнітного потоку в центральній смужці КПХ. У цьому поданні лавиноподібний ефект переходу КПХ у сильно дисипативний стан відбувається в момент зіткнення магнітних вихорів у середній частині смужки в процесі їх зустрічного руху. Наведено чисельну оцінку часу руйнування  $S$ -стану в обох структурах на основі купратної ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) плівки – в широкій смужці з постійним струмом і в КПХ 3-см діапазону довжин хвиль.

## БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Simons Rainee N. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. New York: Published by John Wiley & Sons, Inc., 2001. 464 p.
2. Vendik I.O., Vendik O.G. *High-Temperature Superconductor Devices for Microwave Signal Processing*. St.-Petersburg: ТОО Складень, 1997. Pt. 2. 110 p.
3. Lavrinovich A.A., Khramota E.V., Cherpak N.T. Investigation of the Superconducting Microwave Transmission Line in Strong Electromagnetic Fields. *Telecommunication and Radioengineering*. 2009. Vol. 68, Iss. 19. P. 1741–1750. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i19.60.
4. Booth J.C., Rudman D.A., Ono R.H. A self-attenuating superconducting transmission line for use as a microwave power limiter. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2003. Vol. 13, Iss. 2. P. 305–310. DOI: 10.1109/TASC.2003.813716.
5. Cherpak N.T., Lavrinovich A.A., Kalenyuk A.A., Pan V.M., Gubin A., Khramota E., Kurakin A.A., Vitusevich S.A. DC-biased coplanar waveguide on the basis of high- $T_c$  superconducting thin film with nonlinear impedance. *Telecommunication and Radio Engineering*. 2010. Vol. 69, Iss. 15. P. 1357–1364. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v69.i15.40.
6. Бондаренко І.Н., Лавринович А.А. Исследования тонкопленочной копланарной линии на основе высокотемпературного сверхпроводника. *Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины*. Харьков, 2006. Т. 11, № 2. С. 318–322.
7. Cherpak N., Lavrinovich A., Gubin A., Vitusevich S. DC-assisted microwave quenching of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  coplanar waveguide to a highly dissipative state. *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, Iss. 2. P. 022601(3 p.). DOI: 10.1063/1.4890123.
8. Cherpak N.T., Lavrinovich A.A., Gubin A.I., Vitusevich S.A. Microwave Quenching in DC-Biased Coplanar Waveguide Based on  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Thin Film. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2016. Vol. 26, Iss. 3. P. 1501204(4 p.). DOI: 10.1109/TASC.2016.2537138.
9. Wördenweber R., Hollmann E., Schubert J., Kutzner R., Panaitov G. Regimes of flux transport at microwave frequencies in nanostructured high- $T_c$  films. *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 85, Iss. 6. P. 064503(5 p.). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.064503>.

10. Chin C.C., Oates D.E., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Nonlinear electrodynamics of superconducting NbN and Nb thin films at microwave frequencies. *Phys. Rev. B*. 1992. Vol. 45, Iss. 9. P. 4788–4798. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.4788>.
11. Dobrovolskiy O.V., González-Ruano C., Lara A., Sachser R., Bevez V.M., Shklovskij V.A., Bezuglyj A.I., Vovk R.V., Huth M., Aliev F.G.. Moving flux quanta cool superconductors by a microwave breath. *Commun. Phys.* 2020. Vol. 3. P. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.1038/s42005-020-0329-z>.
12. Collado C., Mateu J., O’Callaghan J.M. Analysis and Simulation of the Effects of Distributed Nonlinearities in Microwave Superconducting Devices. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. Vol. 15, Iss. 1. P. 26–39. DOI: 10.1109/TASC.2005.844134.
13. Мельник С.І., Мельник С.С., Лавринович О.А., Черпак М.Т. До феноменологічної теорії лавиноподібного ефекту в мікрохвильовій нелінійній ВТНП лінії передачі з постійним струмом. *Укр. фіз. журн.* 2019. Т. 64, № 10. С. 954–960. DOI: <https://doi.org/10.15407/ujpe64.10.962>.
14. Melnyk S.I., Melnyk S.S., Lavrinovich A.A., Cherpak N.T. Catastrophe theory in the phenomenological description of the avalanche effect in dc-biased microwave HTSC transmission lines. *Low Temp. Phys.* 2020. Vol. 46, Iss. 4. P. 358–364. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.51000867>.
15. Vendik I.O., Vendik O.G. *High-Temperature Superconductor Devices for Microwave Signal Processing*. St.-Petersburg: TOO Skladen’, 1997. Pt. 1. 110 p.
16. Pearl J. Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids. *Appl. Phys. Lett.* 1964. Vol. 5, Iss. 4. P. 65–66.
17. Barannik A.A., Cherpak N. T., Kharchenko M. S., Semerad R., and Vitusevich S. A. Surface impedance of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> films grown on MgO substrate as a function of film thickness, *J. Supercond. Novel Magn.* 2013. Vol.26, N 4. P. 43-48. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10948-012-1695-x>.
18. Gladun A., Cherpak N., Gippius A., Hensen S., Lenkens M., Müller G., Orbach S., Piel H. Correlation between the critical current density and microwave surface impedance of epitaxial YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films. *Cryogenics*. 1992. Vol. 32, Iss. 11. P. 1071–1075. DOI: [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(92\)90030-E](https://doi.org/10.1016/0011-2275(92)90030-E).
19. Hein M. *High-Temperature-Superconductor thin films at microwave frequencies*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1999. 394 p.
20. Pompeo N., Alimenti A., Torokhtii K., Silva E. Physics of vortex motion by means of microwave surface impedance measurements (Review article). *Low Temp. Phys.* 2020. Vol. 46, Iss. 4. P. 416–421. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.51000865>.
21. Shapira Y., Neuninger L.J. Magnetoacoustic attenuation in high-field superconductors. *Phys. Rev.* 1967. Vol. 154, Iss. 2. P. 375–385. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.154.375>.
22. Smith M., Andreev A.V., Spivak B.Z. Debye mechanism of giant microwave absorption in superconductors. *Phys. Rev. B*. 2020. Vol. 101, Iss. 13. P. 134508. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.134508>.
23. Smith M., Andreev A.V., Spivak B.Z. Giant microwave absorption in *s*- and *d*-wave superconductors. *Ann. Phys.* 2020. Vol. 417. P. 168105. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2020.168105>.

Стаття надійшла 02.12.2020

## REFERENCES

1. Simons, Rainee N., 2001. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. New York. John Wiley & Sons, Inc.
2. Vendik, I.O., Vendik, O.G., 1997. *High-Temperature Superconductor Devices for Microwave Signal Processing*. St.-Petersburg, TOO Skladen’ Publ. Pt. 2.
3. Lavrinovich, A.A., Khramota, E.V., Cherpak, N.T., 2009. Investigation of the Superconducting Microwave Transmission Line in Strong Electromagnetic Fields. *Telecommunication and Radio Engineering*, **68**(19), pp. 1741–1750. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i19.60.
4. Booth, J.C., Rudman, D.A., Ono, R.H., 2003. A self-attenuating superconducting transmission line for use as a microwave power limiter. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **13**(2), pp. 305–310. DOI: 10.1109/TASC.2003.813716.
5. Cherpak, N.T., Lavrinovich, A.A., Kalenyuk, A.A., Pan, V.M., Gubin, A., Khramota, E., Kurakin, A.A., Vitusevich, S.A., 2010. DC-biased coplanar waveguide on the basis of high-*T<sub>c</sub>* superconducting thin film with nonlinear impedance. *Telecommunication and Radio Engineering*, **69**(15), pp. 1357–1364. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v69.i15.40.
6. Bondarenko, I.N., Lavrinovich, A.A., 2006. Thin film high temperature superconductivity coplanar line investigation. In: V.M. Yakovenko, ed. 2006. *Radiofizika i elektronika*. Kharkov: IRE NAS of Ukraine Publ. **11**(2), pp. 318–322 (in Russian).
7. Cherpak, N., Lavrinovich, A., Gubin, A., Vitusevich, S., 2014. DC-assisted microwave quenching of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> coplanar waveguide to a highly dissipative state. *Appl. Phys. Lett.*, **105**(2), pp. 022601(3 p.). DOI: 10.1063/1.4890123.
8. Cherpak, N.T., Lavrinovich, A.A., Gubin, A.I., Vitusevich, S.A., 2016. Microwave Quenching in DC-Biased Coplanar Waveguide Based on YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> Thin Film. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**(3), pp. 1501204(4 p.). DOI: 10.1109/TASC.2016.2537138.
9. Wördenweber, R., Hollmann, E., Schubert, J., Kutzner, R., Panaitov, G., 2012. Regimes of flux transport at microwave frequencies in nanostructured high-*T<sub>c</sub>* films. *Phys. Rev. B*, **85**(6), pp. 064503(5 p.). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.064503>.
10. Chin, C.C., Oates, D.E., Dresselhaus, G., Dresselhaus, M.S., 1992. Nonlinear electrodynamics of superconducting NbN and Nb thin films at microwave frequencies. *Phys. Rev. B*, **45**(9), pp. 4788–4798. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.4788>.
11. Dobrovolskiy, O.V., González-Ruano, C., Lara, A., Sachser, R., Bevez, V.M., Shklovskij, V.A., Bezuglyj, A.I., Vovk, R.V., Huth, M., Aliev, F.G., 2020. Moving flux quanta cool superconductors by a microwave breath. *Commun. Phys.*, **3**, pp. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.1038/s42005-020-0329-z>.



12. Collado, C., Mateu, J., O'Callaghan, J.M., 2005. Analysis and Simulation of the Effects of Distributed Nonlinearities in Microwave Superconducting Devices. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**(1), pp. 26–39. DOI: 10.1109/TASC.2005.844134.
13. Melnyk, S.I., Melnyk, S.S., Lavrinovich, A.A., Cherpak, N.T., 2019. To the Phenomenological theory of Avalanche-Like Effect in Dc-Biased Microwave Nonlinear HTS Transmission Line. *Ukr. J. Phys.*, **64**(10), pp. 962–968. DOI: <https://doi.org/10.15407/ujpe64.10.962>.
14. Melnyk, S.I., Melnyk, S.S., Lavrinovich, A.A., Cherpak, N.T., 2020. Catastrophe theory in the phenomenological description of the avalanche effect in dc-biased microwave HTSC transmission lines. *Low Temp. Phys.*, **46**(4), pp. 358–364. DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0000867>.
15. Vendik, I.O., Vendik, O.G., 1997. *High-Temperature Superconductor Devices for Microwave Signal Processing*. St.-Petersburg, TOO Skladen' Publ. Pt. 1.
16. Pearl, J., 1964. Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids. *Appl. Phys. Lett.*, **5**(4), pp. 65–66.
17. Barannik, A.A., Cherpak, N.T., Kharchenko, M.S., Semerad, R., and Vitusevich, S.A., 2013. Surface impedance of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films grown on MgO substrate as a function of film thickness. *J. Supercond. Novel Magn.*, **26**(4), pp. 43–48. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10948-012-1695-x>.
18. Gladun, A., Cherpak, N., Gippius, A., Hensen, S., Lenkens, M., Müller, G., Orbach, S., Piel, H., 1992. Correlation between the critical current density and microwave surface impedance of epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films. *Cryogenics*, **32**(11), pp. 1071–1075. DOI: [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(92\)90030-E](https://doi.org/10.1016/0011-2275(92)90030-E).
19. Hein, M., 1999. *High-Temperature-Superconductor thin films at microwave frequencies*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg.
20. Pompeo, N., Alimenti, A., Torokhtii, K., Silva, E., 2020. Physics of vortex motion by means of microwave surface impedance measurements (Review article). *Low Temp. Phys.*, **46**(4), pp. 416–421. DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0000865>.
21. Shapira, Y., Neuninger, L.J., 1967. Magnetoacoustic attenuation in high-field superconductors. *Phys. Rev.*, **154**(2), pp. 375–385. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.154.375>.
22. Smith, M., Andreev, A.V., Spivak, B.Z., 2020. Debye mechanism of giant microwave absorption in superconductors. *Phys. Rev. B*, **101**(13), pp. 134508. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.134508>.
23. Smith, M., Andreev, A.V., Spivak, B.Z., 2020. Giant microwave absorption in *s*- and *d*-wave superconductors. *Ann. Phys.*, **417**, pp. 168105. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2020.168105>.

Received 02.12.2020

O.A. Lavrinovich, M.T. Cherpak

O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NASU  
12, Acad. Proskury St., Kharkiv, 61085, Ukraine

ON KINETICS OF SUPERCONDUCTING STATE DESTRUCTION  
IN A NONLINEAR COPLANAR WAVEGUIDE BASED  
ON A HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTOR FILM

**Subject and Purpose.** The mechanism of destruction of the *S*-state of a nonlinear high-temperature superconductor as part of a coplanar waveguide has not been properly elucidated as the effect of avalanche-type transition to a highly dissipative state, which was experimentally detected by the authors, takes place. The present work is concerned with the development of an appropriate approach describing kinetics of destruction of the *S*-state of a nonlinear high-temperature superconductor in a coplanar waveguide with allowances made for an inhomogeneous distribution of the microwave current in the superconducting film strip.

**Methods and Methodology.** Use of I.B. and O.G. Vendiks' reasoning [2] is made on kinetics of the destruction of the superconducting state of a wide film when a direct current governed by the time-dependent Ginzburg-Landau equation is applied. Keeping unchanged their idea as to the *S*-*N* boundary forming in the film strip with the boundary movement to the middle of the strip, the *S*-*N* boundary motion equation is obtained for a coplanar waveguide, proceeding in doing this from the motion equation of magnetic flux vortices under certain restrictions specified.

**Results.** The time of *S*-state destruction has been numerically estimated: 1) for a wide superconducting film of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  composition, the destruction is by the direct current and 2) for a coplanar waveguide based on the same film, the destruction is by the microwave current. When the superconductivity is small ( $I/I_c \geq 1$ ), the destruction time values in both cases are close to each other within the order of magnitude.

**Conclusion.** It is for the first time that the *S*-state destruction time in a coplanar waveguide has been expressed in terms of the microwave current distribution in the waveguide. It has been shown that this characteristic linearly depends on the ratio between the critical current and the microwave current amplitude in contrast to a quadratic dependence obtained for a superconducting strip with a direct current.

**Key words:** high-temperature superconductor, nonlinear phenomena, transmission line, coplanar waveguide, direct current, avalanche-type transition, kinetics of *S*-state destruction.