

## 5. Властивості надпровідників у діапазоні НВЧ.

### 5.1. Провідність надпровідників на змінному струмі

Поведінка надпровідників на високих частотах може бути якісно проаналізована за допомогою дворідинної моделі, згідно з якою у надпровідниках існують нормальні та надпровідникові електрони, кількість яких у одиниці об'єму відповідно  $n_n$  та  $n_c$ . На постійному струмі нормальні електрони не беруть участь у провідності, оскільки падіння напруги на надпровіднику дорівнює нулю. На високих частотах через скінченну масу надпровідних електронів на надпровіднику виникає ненульова різниця потенціалів, яка прискорює як надпровідну, так і нормальну електронні компоненти. Рух нормальних електронів призводить до втрати енергії у надпровіднику на високих частотах. Через малу масу електронів ці втрати стають помітними на частотах  $\sim 10^8$  Гц та вище. Еквівалентна схема надпровідника на НВЧ, що відповідає викладеним вище міркуванням, наведена на рис.5.1.

За інерцію надпровідних та нормальних електронів відповідають індуктивності  $L_c$  та  $L_n$ ; до втрат приводить скінченна провідність нормальної компоненти  $\sigma_n$ .

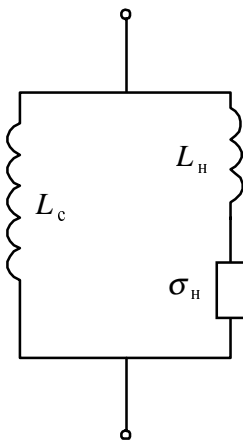


Рис. 5.1. Еквівалентна схема надпровідника у дворідинній моделі.

Обчислимо провідність надпровідника на НВЧ, користуючись дворідинною моделлю та вважаючи, що  $\hbar\omega \ll \Delta$ . Використовуючи другий закон Ньютона, для надпровідних електронів можна записати:

$$n_c m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = n_c e E, \quad (5.1)$$

де  $E$  - напруженість електричного поля у надпровіднику,  $E = E_0 e^{j\omega t}$ . Враховуючи, що густина надпровідного струму  $J_c = n_c e dx/dt$ , маємо

$$m_e dJ_c/dt = n_c e^2 E \quad (5.2)$$

Аналогічне співвідношення для нормального струму  $J_n$  повинно мати член, що враховує скінченність часу релаксації імпульсу нормальних електронів  $\tau_e$ .

$$m_e dJ_n/dt + m_e J_n/\tau = n_n e^2 E \quad (5.3)$$

Розв'язавши систему (5.2), (5.3), отримаємо, вважаючи для простоти  $\omega\tau_e \ll 1$  і вводячи питому провідність  $\sigma = 1/\rho$ :

$$J = \sigma E; \quad J = J_0 e^{j\omega t} = J_c + J_n; \quad J_0 = \sigma E_0; \quad \sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \quad (5.4)$$

$$\sigma_1 = n_n e^2 \tau/m_e; \quad \sigma_2 = e^2 \{n_c + n_n \omega^2 \tau^2\}/m_e \omega \quad (5.5)$$

З (5.5) можуть бути отримані питомі параметри еквівалентної схеми, зображеної на рис. 5.1:

$$\sigma_n = \sigma_1; \quad L_c = m_e / (e^2 n_c) = \frac{4\pi}{c^2} \lambda_L^2 = \mu_0 \lambda_L^2 (CI); \quad L_n = m_e / e^2 n_n \omega^2 \tau^2;$$

$$\lambda_L^2 = (m_e c^2 / 4\pi n_c e^2) = \frac{m_e}{e^2 n_c \mu_0} (CI).$$

Наведені вирази вказують на те, що лише на низьких частотах провідність надпровідника зумовлена надпровідними електронами. На дуже високих частотах  $\sigma_2 \rightarrow 0$ , тобто ці електрони зовсім не приймають участі у провідності. Частота, при якій  $\omega L_c = \sigma_n^{-1}$  називається граничною частотою  $\omega_{ep} = n_c e^2 / \sigma_n m_e$ . Порядок величини граничної частоти становить декілька сотень гігагерц. Наприклад, для ніобію  $\omega_{ep} / 2\pi \approx 700$  ГГц.

## 5.2. Поверхневий імпеданс

Через те, що високочастотні струми протікають у металах не по всьому об'єму, а лише у приповерхневому скін-шарі товщиною  $\delta$ , на НВЧ зручніше користуватися не питомою провідністю  $\sigma$ , а пов'язаною з нею величиною поверхневого імпедансу  $Z = Z_R + jZ_I = R_S + jX_S$ .

$$Z = \frac{4\pi}{c} \frac{E_t}{H_t} = \frac{4\pi}{c} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad (5.6)$$

де  $E_t$  та  $H_t$  - тангенціальні компоненти електричного та магнітного полів на поверхні провідника;  $\sqrt{\mu/\varepsilon}$  - хвильовий опір середовища;  $\mu$ ,  $\varepsilon$  - відповідно магнітна та діелектрична проникності цього середовища. З рівнянь Максвела випливає, що при існуванні струмів провідності  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon - i4\pi\sigma/\omega$ , де друга частина співвідношення для хороших провідників завжди значно більше першої. На основі цього висновку можна записати

$$Z = (1+i) \frac{2\pi}{c} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\pi\sigma}} = R_S + jX_S = Z_R + jZ_I. \quad (5.7)$$

Дійсна (поверхневий опір) та уявна частини імпедансу надпровідника у відповідності з (5.4), (5.5), (5.7) дорівнюють

$$R_S^2 = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega^2 \mu m_e}{e^2} \cdot \frac{\sqrt{1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2} - 1}{n_c [1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2]}, \quad (5.8)$$

$$X_S^2 = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega^2 \mu m_e}{e^2} \cdot \frac{\sqrt{1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2} + 1}{n_c [1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2]}. \quad (5.9)$$

Глибина проникнення електромагнітного поля у металах – глибина скін-шару  $\delta = \left[ \text{Im} \left( \frac{\omega \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \right) \right]^{-1}$  має вигляд

$$\delta = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu\omega(\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2})}}. \quad (5.10)$$

Для нормального металу ( $\sigma_1 \approx \sigma_n$ ,  $\sigma_2 \approx 0$ ) існує відомий вираз

$$\delta = \delta_n = \frac{c}{2\pi} \left( \frac{2\pi}{\mu\omega\sigma_n} \right)^{\frac{1}{2}},$$

за допомогою якого та (5.7) можна записати імпеданс нормального металу

$$Z_n = R_n + jX_n = (1+i) \left( \frac{1}{\sigma_n \delta_n} \right).$$

Останнє рівняння дає змогу зрозуміти зміст дійсної частини поверхневого імпедансу – це є опір об'єму металу поверхнею  $1\text{см}^2$  та глибиною, яка дорівнює скін-шару. Для надпровідника з формули (5.10) за допомогою (5.5), маємо:

$$\delta^2 = \delta_c^2 = \frac{m_e c^2}{2\pi\mu e^2 n_c} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{n^2}{n_c^2} \omega^2 \tau^2} \right)^{-1} = \frac{2\lambda_L^2}{\mu} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{n^2}{n_c^2} \omega^2 \tau^2} \right)^{-1}. \quad (5.11)$$

При  $\omega=0$ ,  $\mu=1$ ,  $T=0$  ( $n_n=0$ ) (5.11) перетворюється у відомий вираз для лондонівської глибини проникнення  $\delta_c^2 = \lambda_L^2 = m_e c^2 / 4\pi e^2 n_c$ .

Незважаючи на наближеність дворідинної моделі, формули (5.8), (5.9), (5.11) у більшості випадків вірно характеризують поведінку надпровідників на НВЧ. Зокрема, експериментально зафіксована частотна залежність  $Z_R \sim \omega^2$  близька до (5.8). Вираз (5.11) добре описує залежність глибини проникнення від температури, що входить до складу (5.11) через співвідношення

$$n_c = n - n_n = n (1 - t_0^4); \quad t_0 = T/T_K. \quad (5.12)$$

Однак, у викладених вище результатах існують і певні протиріччя з експериментом. Одне з них – залежність глибини проникнення від довжини вільного пробігу електронів  $\lambda_e$ , що зовсім не впливає з (5.11). Це протиріччя є наслідком локальності використаної вище теоретичної моделі. Локальний зв'язок між струмом та напруженістю електричного поля (5.4) можливий лише за умови  $\lambda_e \ll \delta$ , яка означає, що електрон між зіткненнями знаходиться в однорідному полі. При  $\lambda_e > \delta$  (аномальний скін-ефект) швидкість електрона буде визначатися інтегральною дією неоднорідного електричного поля.

Подальше покращення феноменологічної моделі полягає у заміні (5.12) на співвідношення, що впливає з квантовомеханічної моделі БКШ. Нарешті, найбільш точні розрахунки глибини проникнення можуть бути виконані за допомогою мікроскопічної теорії. Величезні математичні труднощі призводять до того, що результат тут може бути отриманий тільки за допомогою ЕОМ [5]. Для частот  $\omega \ll \Delta/\hbar$  та при  $t_0 \leq 0.5$  можна записати

$$R_s = A\omega^2 \left[ \frac{1}{T} e^{-\frac{\Delta}{kT}} \right]. \quad (5.13)$$

$$\Delta = \Delta(t_0); \quad \Delta \text{ помітно зменшується при } t_0 > 0,5, \quad \Delta(1) = 0.$$

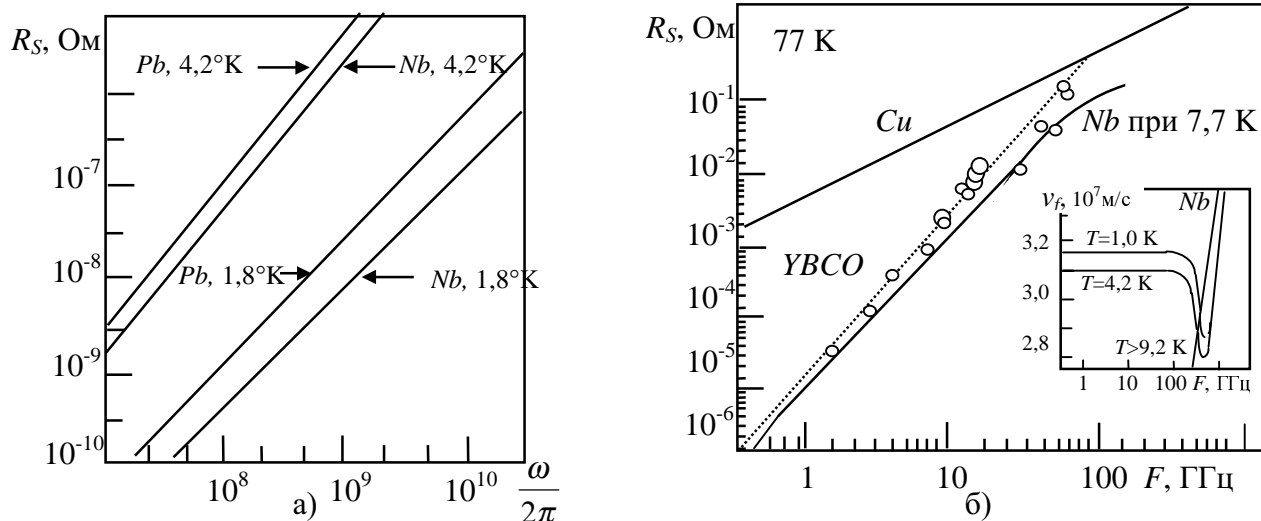


Рис. 5.2. а) Залежність поверхневого опору *Pb* та *Nb* від частоти при  $T=4,2$  К та  $1,8$  К. б) Частотна залежність поверхневого опору  $R_s$  для *YBCO* при  $77$  К та *Nb* при тій самій відносній температурі  $7,7$  К. Для порівняння наведені дані для високочистої міді. Вставка справа внизу показує частотну залежність фазової швидкості в ніобієвій мікросмужковій лінії (див. (5.20)).

Величина  $A$  слабо залежить від частоти та температури. Приклад розрахунку

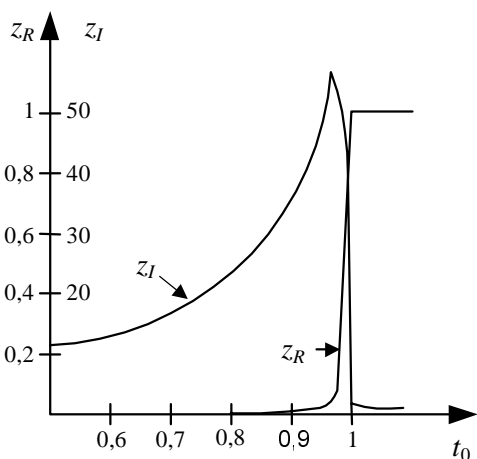


Рис. 5.3. Залежність відносної величини уявної та дійсної частини поверхневого імпедансу тонкої плівки  $z_I=X_S/R_n$ ,  $z_R=R_S/R_n$  від температури;  $\omega\tau=10^{-2}$ .

поверхневого опору  $R_s$  за допомогою мікроскопічної теорії зображений на рис.5.2а. На рис. 5.2б представлені експериментальні частотні залежності  $R_s$  для *Cu*, *Nb* та ВТНП *YBCO*.

Особливого розгляду заслуговує імпеданс тонких плівок, товщина яких  $d$  суттєво менша глибини проникнення  $\delta_c$ . У цьому випадку можна записати:

$$Z = \frac{1}{\sigma d} = \frac{\sigma_1}{d(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} + i \frac{\sigma_2}{d(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}$$

На рис.5.3 ця залежність з урахуванням (5.12) зображена графічно; відзначимо суттєвий зріст реактивного імпедансу надпровідної плівки при  $t_0 \rightarrow 1$ ,

зумовлений зростанням індуктивності надпровідної компоненти  $L_c$ . Видно, що  $z_I$  у надпровідників майже на два порядки перевищує відповідне значення для нормальних металів.

### 5.3. Залишковий опір

Згідно з феноменологічною та квантовою теоріями при  $T=0$  поверхневий опір  $R_s=0$ . Однак у всіх випадках, що мають місце в експериментах, при  $T \rightarrow 0$   $R_s$  не знижується нижче певного скінченного значення, що називається звичайно залишковим опором  $R_{s0}$ . Цей факт прекрасно ілюструє рис. 5.4, на якому зображено залежність від температури відносного

поверхневого опору  $z_R = R_s / R_H = R_s \sigma_H \delta_H$  для LC контуру з покриттям 0.75 Pb-0.25 Sn на частоті 36 МГц. З урахуванням залишкового опору вираз для імпедансу надпровідника (5.13) слід записати

$$R_s = A \omega^2 \left[ \frac{1}{T} e^{-\frac{\Delta}{kT}} \right] + R_{s0}. \quad (5.14)$$

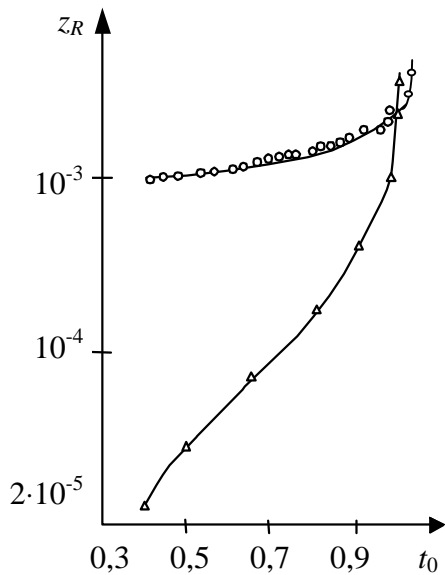


Рис. 5.4. Залежність відносної величини поверхневого опору  $z_R$  від температури. o - експеримент, Δ - теорія.

Експериментально встановлено, що значення залишкового опору  $\sim \omega^2$  та практично не залежить від температури. Існує безліч причин появи скінченного  $R_{s0}$ , одна з головних – вплив зовнішнього постійного магнітного поля. Джерелом втрат у цьому випадку є захват вихорів магнітного потоку (піннінг) навколо областей з нормальною провідністю. Причиною утворення таких областей можуть бути, наприклад, дефекти ґратки з розмірами близько глибини проникнення. Виникнення втрат пов'язано з існуванням струмів у нормальних областях через безпосередній вплив НВЧ поля, а також через коливання захоплених вихорів. Виявилось, що значення залишкового опору  $R_{s0} \sim H^2$ , тобто він може бути суттєво зменшений, якщо розмістити надпровідник у спеціальні компенсуючі котушки

Гельмгольца. На сьогодні вдається компенсувати зовнішнє магнітне поле до  $10^{-6}$  Е, що практично повністю усуває його вплив на імпеданс надпровідника.

Ще однією причиною виникнення  $R_{s0}$  є генерування у надпровіднику НВЧ електричним полем акустичних коливань – фононів. Цей ефект існує і у нормальних металів, але там він малий у порівнянні з омичними втратами. Порядок величини поверхневого опору у цьому випадку  $R_{s0} \sim 10^{-7}$  Ом на частоті  $10^{10}$  Гц. Акустичні втрати у декілька разів збільшуються при наявності тріщин та стиків на поверхні надпровідника. Надпровідний високочастотний струм, що обтікає тріщину по об'єму металу, на поверхні створює кінцеву різницю потенціалів. У випадку вузької тріщини, перпендикулярної до поверхні надпровідника, ця різниця потенціалів створює всередині тріщини значну напруженість електричного поля. При заповненні тріщини діелектриком (звичайно окислами металу) це може призвести або до омичних втрат, або у випадку малої провідності діелектрика, до інтенсивної генерації фононів.

Дуже велике значення має залишковий опір у високотемпературних надпровідниках. Мінімальне значення поверхневого опору ВТНП у трисантиметровому діапазоні довжин хвиль складає  $\sim 10^{-5}$  Ом, що на декілька порядків гірше, ніж у кращих НТНП. Одна з причин цього - гранулярна структура ВТНП та наявність мало- та висококутових границь між гранулами. На цих границях утворюються джозефсонівські контакти, опір яких навіть при  $t_0=0$  не дорівнює нулеві.

#### 5.4. Нелінійність поверхневого імпедансу

Залежність поверхневого імпедансу від кількості надпровідних електронів  $n_c$  (див. формули (5.8), (5.9)) призводить до збільшення  $Z$  із зростанням струму (або, що теж саме, із

зростанням напруженості НВЧ електричного поля). Дійсно, ймовірність створення збудженої квазічастинки (нормального електрона) при розсіюванні пари на фонах тим більша, чим більша кінетична енергія пари, яка пропорційна щільності струму у надпровіднику. При зменшенні температури цей ефект зменшується, а при  $T=0$  відчувається лише при  $p_F P / 2m_e > \Delta$ . При малих щільностях струму феноменологічна теорія приводить до наступної залежності реактивної провідності надпровідника від щільності НВЧ струму та температури:

$$\frac{\sigma_2(0, t_0) - \sigma_2(J, t_0)}{\sigma_2(0, 0)} = \frac{24\pi^2}{c^2} \left( \frac{\lambda_0}{H_k} \right)^2 f(t_0) J^2, \quad (5.15)$$

де  $\lambda_0, H_k$  - глибина проникнення та критичне магнітне поле при  $t_0=0$ ; залежність від температури в (5.15) описується функцією  $f(t_0)$ , при  $t_0=0$ :  $f(0)=0$ , тобто ефект відсутній. Графік залежності (5.15) зображений на рис. 5.5. Видно, що для досягнення значних нелінійностей необхідна щільність струмів  $J \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> та наближення робочої температури до  $T_k$ .

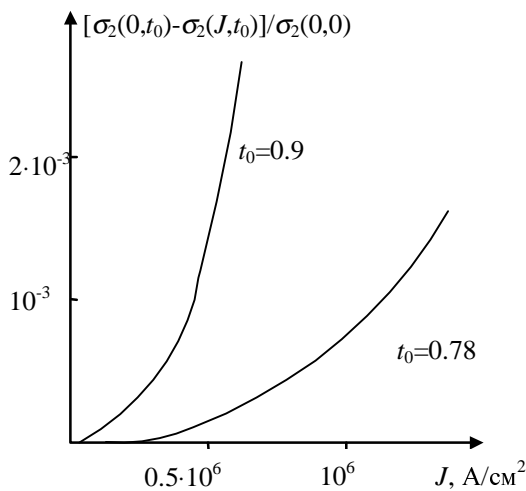


Рис. 5.5. Графік залежності (5.15).

Інший вид нелінійності надпровідника зумовлений руйнуванням надпровідності НВЧ струмом або НВЧ магнітним полем. Час переключення  $\tau_0$  між нормальним та надпровідним станом при пропусканні струму  $I > I_k$  залежить від відношення  $I/I_k$  та від індуктивності надпровідників. Для тонких ниток, які є складовою частиною коаксіальної лінії

$\tau_0 < 5 \cdot 10^{-11}$  сек. При переключенні надпровідників з одного стану у інше НВЧ магнітним полем, критичне значення цього поля через вплив дефектів дещо менше (в 1.2-1.5 рази), ніж при постійному магнітному полі. На сьогодні отримані амплітуди НВЧ магнітних полів у резонаторі поблизу стінок без суттєвого зменшення добротності більше  $10^3$  Е при максимальній напруженості електричних полів у центрі резонатора більше  $10^6$  В/см. Такі великі поля тягнуть за собою появу нових механізмів нелінійних втрат, таких як автоелектронна та вторинна електронні емісії.

### 5.5. Надпровідні коливальні системи та лінії передачі

Зменшення поверхневого опору  $R_s$  при переході металу у надпровідний стан дозволяє конструювати резонатори з дуже високим значенням власної добротності. Добротність, зумовлена втратами у стінках резонатора  $Q_c$  на частоті  $\omega_0$  дорівнює

$$Q_c = \frac{4\pi\omega_0 D}{c^2 R_s};$$

$$D = \left( \int_{V_p} |H|^2 dV \right) / \left( \oint_{S_c} |H|^2 dS \right) \approx V_p / S_c \quad (5.16)$$

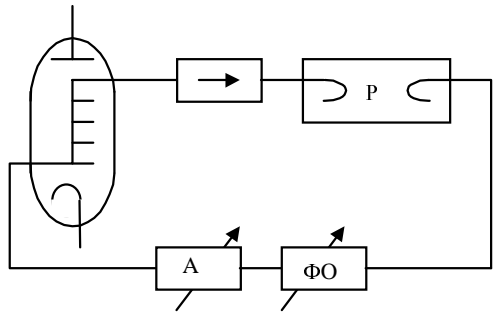


Рис. 5.6. Високостабільний генератор з лампою біжучої хвилі (ЛБХ). Р- резонатор, А- аттенюатор, ФО- фазообертач.

Тут  $H$  - НВЧ магнітне поле у резонаторі, об'єм якого  $V_p$  та площа провідних стінок  $S_c$ . З (5.16) та рис. 5.4 видно, що власна добротність надпровідного резонатору може суттєво перевищувати добротність резонатора з нормально провідними стінками. Однак, власна добротність  $Q_0$  визначається не тільки втратами у стінках. В загальному випадку слід записати:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_e} + \dots, \quad (5.17)$$

де  $Q_s$ ,  $Q_d$ ,  $Q_e$  - добротності, які зумовлені відповідно втратами на випромінювання (у відкритих резонаторів), у діелектрику, на електронну емісію. Все це призводить до того, що отримання високих добротностей  $Q_0 > 10^5$  пов'язано з великими технічними труднощами, які можна подолати старанною розробкою конструкції, екрануванням від магнітних полів та т. ін.. Усунення джерел усіх додаткових втрат дозволяє для ніобієвих резонаторів отримати  $Q_0 \sim 5 \cdot 10^{11}$  на частотах  $10^9$ - $10^{10}$  Гц ( $T=1.2$  К, тиск всередині резонатора  $10^{-9}$  мм рт. ст.).

Одне з головних застосувань надпровідних резонаторів – використання їх у системах стабілізації частоти НВЧ генераторів. На рис. 5.6 зображена блок-схема стабільного генератора НВЧ на ЛБХ з ланцюгом позитивного зворотнього зв'язку, у який включений високодобротний резонатор. Якщо позначити через  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  та  $\varphi_3$  відповідно зсув фаз у резонаторі, у ЛБХ та в елементах ланцюга зворотнього зв'язку без резонатора, то умова генерації має вигляд:

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi n, \quad (5.18)$$

$\varphi_1 = \arctg [(\omega - \omega_0) / \Delta\omega_0]$ , де  $\omega_0$  і  $\Delta\omega_0$  - власна частота і напівширина смуги пропускання резонатора. При незначних розстроюваннях  $\varphi_1 = (\omega - \omega_0) / \Delta\omega_0$ , звідки за допомогою (5.18) можна знайти значення відносного зсуву частоти  $\omega$  генератора, що розглядається

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_0}{\omega_0} + \frac{\Delta\omega_0 d(\varphi_2 + \varphi_3)}{\omega_0}. \quad (5.19)$$

При великій добротності резонатора, тобто малому  $\Delta\omega_0$ , головний внесок у нестабільність генератора вносить перший член в (5.19). Зсув частоти резонатора  $d\omega_0$  можуть викликати наступні причини:

а) зміна лінійних розмірів резонатора через коливання його температури  $d\omega_0/\omega_0 = \beta\Delta T$ , де  $\beta$  - коефіцієнт лінійного розширення матеріалу, з якого виготовлений резонатор,  $\Delta T$  - зміна температури резонатора;

б) температурна залежність уявної частини поверхневого імпедансу (5.9):  $\Delta\omega_0/\omega_0 = X_s / (2QR_s)$ ;

в) вплив постійного магнітного поля  $H$ , зумовлений змінами як глибини проникнення, так і числа надпровідних електронів:  $\Delta\omega_0 \sim H^2$  і складає декілька кілогерц при  $H \sim 10^3$  Е.

При роботі генератора НВЧ у якості еталону виникає проблема відтворювання частоти при термоциклюванні. Через гістерезисні явища  $\Delta\omega_0/\omega_0 \sim 10^{-7}$ .

Стабілізація частоти клістронних генераторів може виконуватися за допомогою відомої схеми Паунда. Одна з можливих схем підвищення стабільності генератора Ганна зображена на рис.5.7. Відбита від резонатора  $P$  потужність попадає на варактор, змінює його параметри, а разом з ними й частоту генератора. Фазообертач використовується для настроювання на максимальний коефіцієнт стабілізації.

Використання надпровідних резонаторів дозволяє знизити відносну нестабільність генераторів НВЧ за короткий проміжок ( $\sim 10$  сек.) до  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-13}$ .

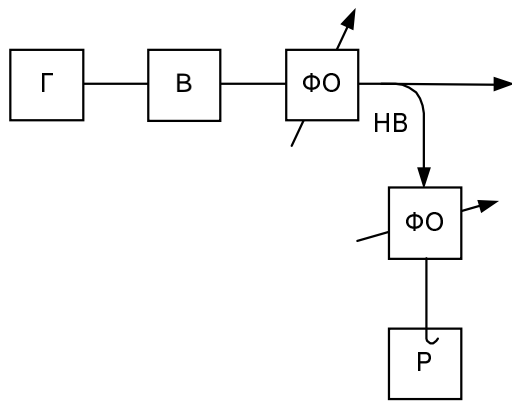


Рис. 5.7. Високостабільний генератор на діоді Ганна.

Г- ганнівський генератор, В- варактор, ФО-фазообертач, НВ- направлений відгалужувач 10 дБ, Р- резонатор.

Іншими перспективними застосуваннями надпровідних резонаторів є використання їх у вузькосмугових входних фільтрах - преселекторах, які перебудовуються по частоті; у високочутливих детекторах частотно - модульованого випромінення при дослідженні властивостей діелектриків та напівпровідників; у техніці прискорювачів елементарних часток; у системах накопичення НВЧ енергії з густиною  $\sim 16$  кДж/м<sup>3</sup>.

Різке зменшення втрат у надпровіднику при  $T < T_c$  можна використовувати також і у лініях передачі. Так, наприклад, втрати на частоті 10 ГГц у свинцевому кабелі діаметром 0.87 мм та довжиною 30.5 м, що має хвильовий опір 50 Ом, зменшувались з 400дБ до  $\sim 1$ дБ при переході кабелю у надпровідний стан. У трьохсантиметровому діапазоні надпровідникові

коаксіальні кабелі можуть мати втрати  $\sim 1$  дБ/км, причому в основному вони будуть зумовлені втратами у діелектрику. Іншою перевагою надпровідних ліній передачі є їх мініатюрність, обумовлена властивістю надпровідників пропускати значно більші струми, ніж нормальні метали. Ця обставина спонукає до створення мініатюрних надпровідникових ліній затримки, що мають малу дисперсію та втрати у широкому частотному діапазоні. Залежність уявної частини поверхневого імпедансу надпровідників  $X_s$  від магнітного поля та температури (див. рис.5.3) дозволяє легко перетворити ці пристрої у керовані лінії затримки та фазообертачі. Фазова швидкість електромагнітної хвилі у надпровідній мікрополосковій лінії передачі виражається формулою [8, стор. 128 ]

$$v_{tm} \cong \frac{c/\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{1 + \frac{2\lambda}{d}}}, \quad (5.20)$$

де  $d$ - товщина ізоляційного діелектрика. Через збільшення глибини проникнення  $\lambda$  уповільнення фазової швидкості (5.20) максимальне при  $T \rightarrow T_c$ . Для зміни часу затримки підкладка лінії може підігріватися знизу за допомогою тонкоплівкового підігрівача. Для зменшення втрат на випромінення надпровідну мікросмужкову лінію слід помістити у надпровідний екран; без такого екрану її втрати збільшуються на 2 - 4 порядки.



Збільшення часу затримки може бути досягнуто застосуванням надпровідних уповільнюючих систем, наприклад, мікросмужкового меандра. Такий меандр буде мати дисперсію, яка обмежить робочу смугу частот, але дозволить створювати системи із стисненням імпульсу.

Зменшення активного імпедансу у надпровідних лініях робить можливою реалізацію на їх основі високоефективних малогабаритних антен НВЧ. Розглянемо для прикладу магнітну дипольну антену, що представляє собою круговий виток зі струмом. Потужність, що підводиться до цього витка, витрачається на омичні втрати  $P_{\Omega}$  та на втрати на випромінювання  $P_e$ . ККД антени дорівнює  $\eta = P_e / (P_e + P_{\Omega})$ .  $P_{\Omega} \sim I^2 \rho r$ ;  $P_e \sim \omega^2 I^2 r^4$ ;  $I$  - струм у витку на частоті  $\omega$ ,  $r$  - радіус витка,  $\rho$  - питомий опір дроту витка. Із вказаних вище співвідношень видно, що  $\eta \sim r^3 / \rho$ , тобто надпровідникові антени за рахунок малого питомого опору можуть без зменшення  $\eta$  мати суттєво менші розміри, ніж звичайні антени. Наприклад, антена 67-см діапазону мала розмір вібраторів  $\sim 20$  мм замість 33,5 см у звичайному випадку. Це дає можливість створення наднаправлених малогабаритних антенних фазованих ґраток.

### 5.6. Множення частоти та підсилення НВЧ коливань за допомогою надпровідників

Залежності  $R_s$  та  $X_s$  від температури, густини струму, змінних та постійних магнітних полів є основою створення різних нелінійних пристроїв на базі надпровідників. Найпростіший з них – помножувач частоти. З рис. 5.5 видно, що при проходженні у надпровіднику змінного струму частоти  $\omega$  уявна частина імпедансу змінюється з подвоєною частотою  $2\omega$ . При цьому виникає третя гармоніка струму, що змінюється з частотою  $3\omega$  - відбувається потроєння частоти. Експериментально потроєувач частоти можна реалізувати, розміщуючи плівку у резонаторі, настроєному на частоти  $\omega$  та  $3\omega$ . У цьому випадку третя гармоніка виникає у результаті модуляції власної частоти резонатора за рахунок змін  $X_s$  з частотою  $2\omega$ . Для того, щоб  $X_s$  змінювалась з частотою  $\omega$  і мало місце лише подвоєння частоти, необхідно пропустити крізь плівку постійний струм зміщення або прикласти до неї постійне магнітне поле, близьке до критичного значення. В останньому випадку ефективність подвоєння особливо значна, тому що плівка при цьому може під дією НВЧ магнітного поля переходити в нормальний стан і зміна імпедансу буде максимальною. Але частотний діапазон подвоювача з руйнуванням надпровідності невеликий – до  $10^9$ - $10^{10}$  Гц (див. розділ 5.4).

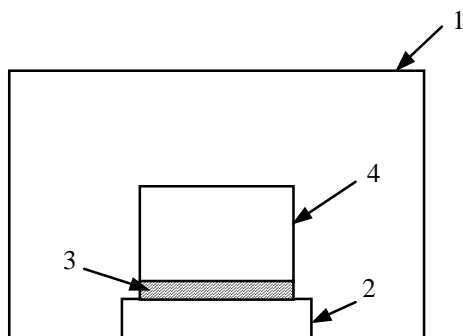


Рис. 5.8. Надпровідний параметричний підсилювач. 1- хвилевід; 2- підкладка; 3- надпровідна плівка; 4- відкритий діелектричний резонатор.

Розглянуті конструкції помножувачів частоти використовують нелінійність поверхневого імпедансу. Для помноження частоти може бути використана будь-яка нелінійність, наприклад, така, що з'являється у результаті автоелектронної емісії. Пучок електронів, який виникає у резонаторі внаслідок накачки значними напруженостями НВЧ електричних полів, модулюється полем резонатора, після чого попадає у вихідний резонатор, настроєний на одну з гармонік частоти накачки. У спектрі модуляції густини електронного пучка завжди присутні вищі гармоніки, які й збуджують вихідний резонатор [5].

У спектрі модуляції густини електронного пучка завжди присутні вищі гармоніки, які й збуджують вихідний резонатор [5].

Модуляція уявної частини імпедансу  $X_s$  з подвоєною частотою накачки, що використовується для потроювача частоти, може стати основою створення параметричного підсилювача на частоту, що дорівнює частоті накачки. Одна з можливих конструкцій такого підсилювача зображена на рис.5.8. Відкритий діелектричний резонатор (ВДР) настроєний на частоту накачки  $\omega$ . Потужність накачки змінює індуктивність надпровідної плівки, пов'язаної з ВДР, з частотою  $2\omega$ . Ця обставина приводить до модуляції власної частоти ВДР також з частотою  $2\omega$ , що вказує на можливість параметричного підсилення на частоті  $\omega$ , тобто на частоті накачки. В експериментальному макеті такого підсилювача для виключення взаємного впливу частоти сигналу та накачки були рознесені на декілька мегагерц при частоті накачки  $\sim 6$  ГГц. При використанні рутилового резонатора та кварцевої підкладки, що розділені олов'яною плівкою товщиною  $250 \text{ \AA}$  при  $T=2 \text{ К}$  було отримано підсилення 11 дБ у смузі 1 МГц. Потужність накачки при цьому складала  $\sim 0.2 \text{ мкВт}$ , при більших потужностях підсилювач переходив у режим генерації. Цілком можливе створення таких підсилювачів на частотах до 1000 ГГц.

Активним елементом згаданого підсилювача є надпровідна плівка, що змінює під дією накачки свою індуктивність  $L$ . В загальному випадку індуктивність надпровідника складається з двох частин - кінетичної індуктивності  $L_k=L_c=m_e/(e^2 n_c)$  (див. розділ 5.1) та електромагнітної індуктивності  $L_{em}$ , що визначається геометрією та оточенням провідника. Зрозуміло, що під дією накачки змінюється тільки  $L_k$ , оскільки  $n_c=n_c(T, I)$ . Для підвищення коефіцієнта модуляції параметра необхідне виконання умови  $L_k \gg L_{em}$ , яку можна виконати, застосовуючи тонкі плівки, що працюють при  $T \rightarrow T_k$ . Крім того, чим тонша плівка, тим менше вона спотворює НВЧ поля та зменшує добротність резонатору. Однак не завжди можна використовувати тонкі плівки. Якщо плівку розмістити у резонаторі, то для максимальної зміни його частоти, плівка повинна мати найбільш можливий об'єм. Це приводить до того, що в кожній конкретній ситуації слід підбирати оптимальні розміри плівок, виходячи з потужності накачки, коефіцієнту підсилення та смузи пропускання підсилювача. Наприклад, для підсилювача на коаксіальному резонаторі ( $Q \sim 10^3$ , довжина 44.5 мм, резонансна частота 2.5 ГГц, 4 плівки розміщені по радіусу коаксіальної лінії) при товщині плівки  $4000 \text{ \AA}$  потужність накачки складала  $\sim 2 \text{ мкВт}$ , а при  $1000 \text{ \AA}$   $\sim 8 \text{ мкВт}$ . Підсилення в обох випадках було  $\sim 20-30$  дБ, смуга пропускання 2 МГц. Зазначимо, нарешті, що для підвищення нелінійності надпровідної плівки слід використовувати електродинамічну систему, у якій НВЧ магнітні поля перпендикулярні до поверхні плівки. Як відомо, у цьому випадку надпровідник переходить у проміжний стан, а його імпеданс різко змінюється при амплітудах магнітного поля суттєво менших за критичне значення  $H_k$ .

Створення іншого класу підсилювачів та генераторів електромагнітних коливань можливо при використанні ефекту тунелювання нормальних електронів, розглянутого у розділі 2.2. Для роботи генератора на тунельному переході може бути використано явище рекомбінації електронів у куперівські пари з випромінюванням фотонів. Це явище малоімовірне<sup>\*/</sup>, однак при достатній щільності тунелюючого струму може мати помітну величину. При струмі  $10^5 \text{ А/см}^2$  спостерігалось вимушене електромагнітне випромінювання з контакту на частоті 75 ГГц потужністю  $10^{-7} \text{ Вт}$ . Частота випромінювання залежить тільки від величини електромагнітної щільності надпровідника та може змінюватися зміною температури.

Поява ділянки з від'ємним опором на ВАХ тунельного контакту (див. рис. 2.7) може бути використана для створення підсилювача НВЧ. Однак через велику ємність контакту, такі пристрої можуть працювати лише у ближній НВЧ області. На сьогодні отримано підсилення 23 дБ на частоті 50 МГц. Взагалі можливе створення посилювачів біжучої хвилі

<sup>\*/</sup> Більш ймовірною є рекомбінація з випромінюванням фононів енергією  $2\Delta$ .

на тунельних переходах, зроблених, наприклад, у вигляді смужкової лінії. Ця смужкова лінія повинна складатися з двох надпровідних смужок, розділених між собою тонким діелектричним бар'єром. Підсилення буде існувати за умови, коли негативне затухання, яке вносить тунельний контакт, буде перевищувати активні втрати в лінії, що збільшуються у відповідності до викладеного вище, як  $\omega^2$ . Це приводить до того, що і для підсилювача біжучої хвилі частотний діапазон також обмежений ближньою НВЧ - областю. Одне з можливих застосувань підсилювачів біжучої хвилі на тунельних переходах – використання їх у якості нейристорів – ліній, у яких сигнал поширюється без послаблення та спотворення форми.

Дуже перспективним є використання надпровідників у діодах Шотки ("супердіод Шотки"). Використання таких діодів у змішувачах НВЧ приводить до зменшення їх шумової температури та збільшенню чутливості. На сьогодні еквівалентна потужність шуму змішувачів на "супердіодах Шотки" становить  $5 \cdot 10^{-16}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> на частоті 9 ГГц.