

В.В. ВОЛОХІН, аспірант НТУ „ХПІ“

ВИЗНАЧЕННЯ ДОБРОТНОСТІ БІКОНІЧНОГО РЕЗОНАТОРА

Стаття присвячена обґрунтуванню вибору засобів реєстрації ожеледно-паморозевих утворень на лініях електропередач. Запропоновано використовувати в якості датчика виявлення ожеледі об'ємний резонатор надвисокої частоти. Отримано вираз для розрахунку добротності біконічного резонатора для виконання вимірювань.

The article is devoted to a substantiation of a choice of registration means for glaze and rime formations on electric mains. It is offered to use the volumetric ultrahigh frequency resonator as the glaze detection sensor.

Відкладення на проводах повітряних ліній (ПЛ) електропередач у вигляді ожеледі, мокрого снігу з наступним його замерзанням є одним з найбільш важких природних факторів, що приводять до перебоїв в енергопостачанні, втратам матеріальних і фінансових ресурсів в Україні.

На жаль, аналіз стану організації розробок і впровадження нових ефективних способів боротьби з ожеледно-паморозевими утвореннями (ОПУ) на сьогодні в Україні показав, що галузь не використовує наявні наробітки в цій галузі.

Фактично повністю відсутня відомча служба оперативного й прогнозного моніторингу метеорологічних параметрів навколишнього середовища, що виключає впровадження автоматизованої підсистеми оперативного керування в умовах появи ОПУ, а це, у свою чергу, значно знижує ефективність попереджувальних заходів, включаючи плавку на проводах ПЛ всіх класів напруги.

Слід відзначити, що метеорологічні прогнози не завжди є досить надійними, оскільки пов'язані з імовірнісними методами. Крім того, ці прогнози можуть давати суттєву похибку в часі, що теж неприпустимо. Більш правильно, з оперативної точки зору, використання метеорологічних прогнозів разом із технічними системами, котрі ведуть постійний контроль за станом ліній електропередач на різних ділянках [1,2].

З огляду на те, що наближення моменту льодоутворення пов'язане із певною концентрацією вологи в повітрі і його температурою, а це, у свою чергу, безпосередньо пов'язано з електрофізичними характеристиками повітря, можливе використання резонансних пристроїв, параметри яких прямо пов'язані із цими характеристиками. У [3] пропонується використовувати резонатори зі змінним перетином з метою безперервного контролю над станом атмосферного повітря. Це дозволяє зробити їхні торці відкритими й, тим самим, підвищити добротність резонаторів, а також зробити їх більш технологічними із практичної точки зору. Проведемо

розв'язання задачі по знаходженню виразу для розрахунку добротності біконічного резонатора, тобто резонатора, центральна частина якого є циліндром, а торці – усіченими конусами (рис. 1).

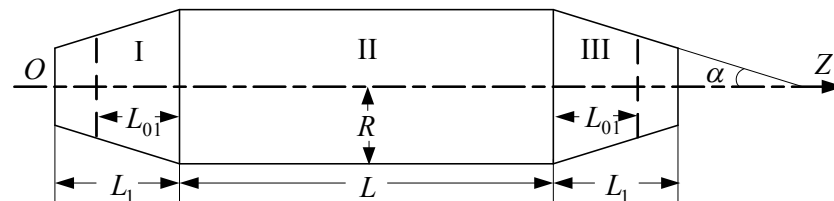


Рисунок 1 – Схематичне зображення біконічного резонатора

Величина добротності резонатора визначається виразом [4]

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_n}{P_{вт}}, \quad (1)$$

де ω_0 – кругова резонансна частота; W_n – накопичена в резонаторі енергія; $P_{вт}$ – середня потужність втрат (яка розсіюється в резонаторі).

Енергія, накопичена в середині резонатора, стала й дорівнює сумі енергій електричного та магнітного полів. Виберемо момент, коли магнітне поле проходить через максимум і, отже, коли електричне поле в резонаторі дорівнює нулю. При цьому накопичена енергія виражається через амплітуду напруженість магнітного поля H у вигляді

$$W_n = \int_V \frac{\mu_1 \mu_0 |\vec{H}|^2}{2} dV, \quad (2)$$

де V – об'єм резонатора, μ_1 – відносна магнітна проникність діелектрика, що заповнює резонатор.

Розсіювання енергії при заповненні діелектриком без втрат пов'язане лише зі джоулевими втратами в стінках резонатора. Опір одиниці поверхні стінок з урахуванням поверхневого ефекту дорівнює:

$$R_{\text{ноб}} = \frac{1}{\sigma_{\text{ст}} \delta},$$

де $\sigma_{\text{ст}}$ – питома активна провідність матеріалу стінок, δ – глибина проникнення поля в стінку.

Середнє за період значення потужності теплових втрат знаходиться інтегруванням по всій внутрішній поверхні S стінок резонатора:

$$P_{\text{вт}} = \int_S \frac{1}{2} |\vec{J}|^2 R_{\text{нон}} dS, \quad (3)$$

де $|\vec{J}|$ – модуль амплітуди поверхневої густини струму в стінках. Замість $|\vec{J}|$ в останньому виразі можна підставити модуль амплітуди тангенціальної складової високочастотного магнітного поля $|\vec{H}_t|$ біля стінок резонатора. А також, для спрощення, виразимо активну провідність стінок $\sigma_{\text{ст}}$ через товщину поверхневого шару δ .

$$\sigma_{\text{ст}} = \frac{2}{\delta^2 \omega \mu_{\text{ст}} \mu_0},$$

де $\mu_{\text{ст}}$ – відносна магнітна проникність матеріалу, з якого виготовлені стінки резонатора.

Таким чином, власна добротність резонатора по (1) з урахуванням (2) і (3) визначається рівнянням

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_{\text{ст}}} \cdot \frac{\int_V |\vec{H}|^2 dV}{\int_S |\vec{H}_t|^2 dS}. \quad (4)$$

З огляду на те, що резонатор складається із трьох різних ділянок, необхідно кожний з інтегралів в (4) представити у вигляді суми трьох інтегралів: одного – по циліндричній ділянці й двох – по кінцевим [5].

Знайдемо спочатку величину запасеної в резонаторі енергії, тобто, обчислимо інтеграл

$$\int_V |\vec{H}|^2 dV. \quad (5)$$

Для E_{010} – хвилі (циліндрична частина) інтеграл (5) запишемо у вигляді

$$\int_{V_{\text{II}}} |\vec{H}|^2 dV = \int_{V_{\text{II}}} \left(|\vec{H}_r|^2 + |\vec{H}_\phi|^2 \right) dV. \quad (6)$$

У циліндричній системі координат (6) буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \iiint_{V_{\text{II}}} \left\{ \frac{2 \beta_{\text{TM}_{01}} \mu'_{01} J_0 \left(\frac{\mu_{01} r}{R} \right)}{\kappa^2_{\text{TM}_{01}} R} \right\} + \\ & \left[2 J_0 \left(\frac{\mu'_{01} r}{2} \right) \right]^2 \left\} \times \left[C \cdot v(t_0) \cos \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) - \right. \right. \\ & \left. \left. - d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) \right]^2 r dr d\phi dz = \end{aligned} \quad (7)$$

$$= 4 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R \left\{ \frac{\beta_{\text{TM}_{01}} \mu'_{01} J'_0 \left(\frac{\mu_{01} r}{R} \right)}{\kappa^2_{\text{TE}_{01}} R} \right\}^2 + \left[J_0 \left(\frac{\mu_{01} r}{2} \right) \right]^2 r dz \times$$

$$\times \int_{L_1}^{L+L_1} \frac{\left[C \cdot v(t_0) \cos \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) - d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) \right]^2}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} dz.$$

$$\text{де } C = \sqrt[4]{-\left(\frac{3L_{01}}{2\beta_{\text{TM}}^2} \right)^3}; \quad d = \sqrt[6]{\frac{2}{3L_{01}\beta_{\text{TM}}^4}}; \quad t_0 = -\left(\frac{3\beta_{\text{TM}}L_{01}}{2} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

Скориставшись співвідношеннями: $J_0'^2(z) = J_1^2(z)$ і

$$\int Z_p^2(Ax) x dx = \frac{x^2}{2} \left[Z_p^2(Ax) - Z_{p-1}^2(Ax) \right], \quad (8)$$

де $Z_p^2(Ax)$ – будь-яка циліндрична функція, а також співвідношенням

$$J_{m+2}(v_{mn}) J_m(v_{mn}) = \frac{2(m+1)}{v_{mn}} J_{m+1}(v_{mn}) J_m(v_{mn}) - J_0^2(v_{mn}), \quad (9)$$

остаточно одержимо:

$$\int_{V_{II}} |\vec{H}|^2 dV = \frac{4\pi R^2}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left[\left(\frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] J_0^2(\mu'_{01}) \times$$

$$\times \left\{ \frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left[L + \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} - \frac{C \cdot d \cdot v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{TM_{01}}} \sin^2 \beta_{TM_{01}} L + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left(L - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L}{2\beta_{TM_{01}}} \right) \right] \right\}. \quad (10)$$

Для розрахунку запасеної енергії в області I будемо вважати, що далі L_{01} від регулярної частини поле не розповсюджується. Тому початок координат помістимо в цей переріз. Тоді

$$R_1(z) = R - (L_{01} - z) \cdot \operatorname{tg} \alpha. \quad (11)$$

Так як область I розглядається як циліндр зі змінним поперечним перерізом, то $\int_V |\vec{H}|^2 dV$ обчислюється в циліндричній системі координат, але одна з границь по r задається виразом (11).

Роблячи заміну змінної – $r = R - (L_{01} - z) \cdot \operatorname{tg} \alpha$ і використовуючи співвідношення (8) і (9), одержимо

$$W_1 = \frac{4\pi J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \int_0^{L_{01}} [R - (L_{01} - z) \cdot \operatorname{tg} \alpha]^2 \times$$

$$\times \left\{ \left[\frac{\beta_{TM_{01}} \mu_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 \cdot (R - (L_{01} - z) \cdot \operatorname{tg} \alpha)} \right] + 1 \right\} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{t_0}{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot \operatorname{tg} \alpha)^2}}} v^2(t_0) dz. \quad (12)$$

У виразі (12) інтеграл береться з використанням чисельних методів.

В області III запасена енергія визначається тим же виразом, що й в області I. Таким чином, повна запасена енергія визначається формулою

$$W_{II} = \frac{4\pi J_0^2(\mu_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left\{ a^2 \left[\left(\frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] B + 2I_1 \right\}, \quad (13)$$

де

$$B = \left[\frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left(L - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) - \frac{C \cdot d \cdot v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{TM_{01}}} \sin^2 \beta_{TM_{01}} L - \right.$$

$$\left. - \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left(l - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) \right], \quad (14)$$

$$I_1 = \int_0^{L_{01}} [R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha]^2 \left\{ \left[\frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TE_{01}}^2 \cdot (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)} \right]^2 + 1 \right\} \times$$

$$\times \frac{t_0}{\left(\mu'_{01} \right)^2} v^2(t_0) dz \cdot$$

$$\sqrt{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{t_0}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}} \quad (15)$$

Для визначення потужності втрат обчислимо інтеграл виду

$$\int_S |\vec{H}_t|^2 dS, \quad (16)$$

який може бути представлений сумою трьох інтегралів по частинам резонатора, при цьому інтеграли по I-й та III-й областям будуть однакові.

Для циліндричної частини $\vec{H}_t = H_z$, отже,

$$\int_{S_{II}} |H_t|^2 dS = 4 \int_{L_1}^{L+L_1} \int_0^{2\pi} \frac{J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left[C \cdot v(t_0) \cos \beta_{TM_{01}} (z - L_1) - \right.$$

$$\left. -d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{TM_{01}} (z - L_1) \right]^2 R d\varphi dz = \frac{8\pi R J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times$$

$$\times \left[\frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left(L + \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) - \frac{C d v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{TM_{01}}} \sin^2 \beta_{TM_{01}} + \right.$$

$$\left. + \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left(L - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) \right] = \frac{8\pi R J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} B. \quad (17)$$

На ділянці I тангенціальна складова магнітного поля біля стінки резонатора визначається складовою H_r [5,6]. Тому, розташовуючи початок координат на відстані L_{01} від регулярної частини, одержимо

$$\int_{S_1} |\vec{H}_t|^2 dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{L_{01}} \frac{4J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times$$

$$\times \frac{t_0}{\left(\mu'_{01} \right)^2} v^2(t_0) dz \times$$

$$\sqrt{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{t_0}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}}$$

$$\times (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha) d\varphi dz = \frac{8\pi J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times$$

$$\times \int_0^{L_{01}} (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha) \cdot \frac{t_0}{\left(\mu'_{01} \right)^2} v^2(t_0) dz \cdot$$

$$\sqrt{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{t_0}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}} \quad (18)$$

Отже, повна потужність втрат на всій внутрішній поверхні резонатора з урахуванням їх рівності в I-й та III-й частинах дорівнює

$$\int_S |\vec{H}_t|^2 dS = \frac{8\pi J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} (aB + 2I_2), \quad (19)$$

де

$$I_2 = \int_0^{L_{01}} (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha) \sqrt{\frac{t_0}{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}}} v^2(t_0) dz .$$

(20)

Підставляючи (13) і (19) в (4), одержимо остаточний вираз для добротності досліджуваного резонатора

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_{ст}} \cdot \frac{R^2 \left[\left(\frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] B + 2 I_1}{2(R \cdot B + 2 I_2)} .$$

(21)

Висновки 1. Необхідна розробка сучасних контролюючих метеорологічних систем, основаних на визначенні електрофізичних характеристик атмосферного повітря, побудованих й обґрунтованих на математичних моделях і технічних вимогах до цих систем.

2. Аналіз, виконаний за допомогою ЕОМ, показує, що власна добротність біконічного резонатора з міді для хвиль типу E_{010} в чотири – п'ять разів вище теоретичної добротності циліндричних закритих резонаторів і може становити 10^6 . А це вказує на високу чутливість даного пристрою.

Список літератури: 1. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Оцінка можливості використання даних державних метеостанцій для контролю стану об'єктів електричних мереж // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка і електрофізика високих напруг. – Харків: НТУ «ХПІ». – 2008. №21 – С. 143-147. 2. Лебединський І.Л., Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Способи і пристрої для попередження гололедно-изморозевих образований // Вісник Сумського державного університету.–2008.– № 2.–С.21-25. 3. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Моделювання розподілу електромагнітних полів у відкритому біконічному резонаторі // Методи та прилади контролю якості. – Івано-Франківськ: Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу. – 2008. – № 20. – С. 65-69. 4. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот, т. I, М. – Л., Госэнергоиздат, 1961. - 512 с. 5. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. - М.:Сов. радио, 1965.-783 с. 6. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Розрахунок електромагнітних полів у відкритому біконічному резонаторі // Энергетика та електрифікація – Київ, 2008 – № 12. С. 51-58.