

УДК 623.983

О. Г. ЛЕЙКО,

доктор технічних наук, професор
(Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені
Сікорського», м. Київ),

А. В. ДЕРЕПА, кандидат технічних наук,
старший науковий співробітник,

І. В. АВЕРІЧЕВ, старший науковий співробітник,

О. О. КОЧАРЯН, науковий співробітник
(Центральний науково-дослідний інститут
озброєння та військової техніки Збройних Сил
України, м. Київ)

Особливості забезпечення енергетичної ефективності випромінювання гідроакустичних станцій

Виконані дослідження входних електричних опорів та їх активної та реактивної складових кругових циліндричних випромінювачів силової конструкції в складі кругових циліндричних антен з екраном при роботі антени в режимі секторного випромінювання.

Выполнены исследования входных электрических сопротивлений и их активной и реактивной составляющих круговых цилиндрических излучателей силовой конструкции в составе круговых цилиндрических антенн с экраном при работе антенны в режиме секторного излучения.

Енергетична ефективність трактів випромінювання гідроакустичних станцій (ГАС) залежить від багатьох факторів. У фізичному відношенні вона визначається, по-перше, можливостями максимальної передачі електричної енергії від генераторних пристроїв ГАС до випромінювачів її гідроакустичної антени і, по-друге, ефективністю перетворення випромінювачами електричної енергії в акустичну. Ситуація суттєво ускладнюється тим, що п'єзокерамічні випромінювачі, що на сьогодні є основними елементами гідроакустичних антен різного призначення, об'єднують у собі дві зв'язані між собою частини: електричну та механічну. Електрична частина являє собою конденсатор, характеристики електричного поля якого є сталими і значною мірою визначаються електрофізичними параметрами п'єзокераміки. Механічна частина побудована з використанням ефекту електрострикції. Тому вона обумовлює динамічну частину електричного поля, яка визначається параметрами п'єзокераміки, типом механічної коливальної системи випромінювача, характером його радіаційного навантаження. Останнє, у свою чергу, залежить від структури побудови гідроакустичної антени, її геометрії, режимів збудження випромінювачів в антені. Саме названі фактори обумовлюють суттєві зміни параметрів електричних полів випромінювачів у гідроакустичних антенах різного типу, що, по-перше значно ускладнює задачу узгодження по енергетиці генераторів з випромінювачами і, по-друге, змушує для кожної антени знову визначати параметри електричних полів її випромінювачів при будь-якій зміні параметрів самої антени або її елементів. На сьогоднішній день задача енергетичного узгодження елементів трактів випромінювання з метою збільшення їх ефективності ускладнюється ще й тим, що розрахункові методи визначення характеристик електричних полів з урахуванням зв'язаності електричних, механічних та акустичних полів випромінювачів при перетворенні ними енергії та зв'язаності акустичних полів випромінювачів в антенах, обумовленій багатократним перевідбиттям в антені випромінених звукових хвиль, тільки починають розвиватись [1–7].

Метою даної статті є дослідження входних електричних опорів та їх активної та реактивної складових кругових циліндричних випромінювачів силової конструкції в складі кругових циліндричних антен з екраном при зміні складу застосованої у випромінювачах п'єзокераміки при роботі антени в режимі секторного випромінювання.

Визначимо електричні поля випромінювачів, що утворюють кругову циліндричну систему з акустично м'яким екраном у внутрішній порожнині системи. Система, нормальний переріз якої зображено на рис. 1, складається з N паралельних кругових циліндричних випромінювачів I і акустично м'якого екрана 2.

Випромінювачі із середнім радіусом r_{0S} і товщиною h_S ($S = 1, \dots, N$) утворені з M_S електрично паралельно включених п'єзокерамічних призм з окружною поляризацією, жорстко склеєних між собою. До електродів призм підводиться електрична напруга, яка гармонійно змінюється в часі $\psi_S = \psi_{0S} \bar{a}^{-i\omega t}$ із частотою ω (i – уявна

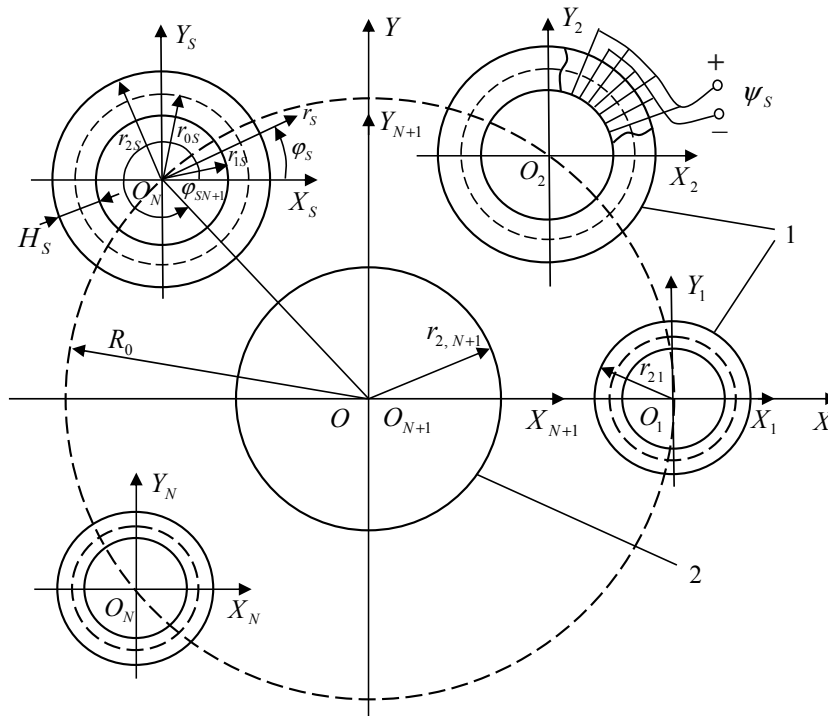


Рис. 1. Нормальний переріз циліндричної системи випромінювачів з екраном

одиниця). Внутрішня порожнина конструкції випромінювачів заповнена середовищем з густиною ρ і швидкістю звуку c . Введені для рішення задачі системи координат показані на рис. 1.

Електричні поля п'єзокерамічних випромінювачів кругової циліндричної системи з екраном можуть бути визначені шляхом спільного рішення системи диференціальних рівнянь:

рівнянь вимушеної електростатики для п'єзокераміки

$$\vec{E}_S = -\text{grad}\psi_S; \text{div}\vec{D}_S = 0; S=1, \dots, N;$$

рівнянь руху тонких п'єзокерамічних оболонок з окружною поляризацією в переміщеннях

$$(1 + \beta_S) \frac{\partial^2 u_S}{\partial \varphi_S^2} + \frac{\partial w_S}{\partial \varphi_S} - \beta_S \frac{\partial^3 w_S}{\partial \varphi_S^3} = a_S \gamma_S \frac{\partial^2 u_S}{\partial t^2},$$

$$-\frac{\partial u_S}{\partial \varphi_S} + \beta_S \left(\frac{\partial^3 u_S}{\partial \varphi_S^3} - \frac{\partial^4 w_S}{\partial \varphi_S^4} \right) - w_S + \frac{\epsilon_{33S}^0 r_{0S}}{C_{33S}^E} E_{\varphi_S} + \frac{a_S}{h_S} q_{rS} = a_S \gamma_S \frac{\partial^2 w_S}{\partial t^2};$$

$$S=1, \dots, N;$$

рівняння Гельмгольца, що описує рух пружних середовищ усередині та зовні випромінювачів системи та зовні її екрана

$$\Delta \Phi_{iS} + k_{iS}^2 \Phi_{iS} = 0; S=1, \dots, N;$$

де \vec{E}_S і \vec{D}_S – вектори напруженості та індукції електричного поля S -го випромінювача, Δ – оператор Лапласа; Φ_{iS} – потенціал швидкості S -го випромінювача

всередині його $\Phi_{iS} = \Phi_{1S}$ та зовні $\Phi_{iS} = \Phi_{2S}$, k_{iS} – хвильові числа середовищ всередині ($k_S = k_{1S}$) та зовні ($k_S = k$) S -го випромінювача, u_S та w_S – окружна та радіальна складові вектора зміщень точок серединної поверхні п'єзокерамічної оболонки S -го випромінювача, $\beta_S = h_S^2 / 12r_{0S}^2 (1 + \epsilon_{33S}^0 / C_{33S}^E \epsilon_{33S}^0)$; $a_S = r_{0S}^2 / C_{33S}^E$; C_{33S}^E – модуль пружності при нульовій електричній напруженості, q_{rS} – зовнішнє навантаження S -го випромінювача; ϵ_{33S}^0 – діелектрична проникність при нульовій деформації, ϵ_{3S} – п'єзоконстанта оболонки, γ_S – густина матеріалу оболонки S -го перетворювача.

Акустичні граничні умови включають умови Зомерфельда, умови відсутності особливостей у внутрішніх областях усіх випромінювачів системи та умова на поверхні екрана $r_{2, N+1}$ у вигляді

$$\Phi(r_{N+1}, \varphi_{N+1}) = 0; 0 \leq \varphi_{N+1} \leq 2\pi; r_{N+1} = r_{0, N+1}, \quad (2)$$

де $\Phi(r_{N+1}, \varphi_{N+1})$ – повне акустичне поле кругової циліндричної системи з екраном в навоколишньому просторі, виражене в локальних координатах екрана.

Електричні граничні умови включають:

задання напруженості електричного поля в п'єзокерамічній оболонці кожного із $S = 1, \dots, N$ випромінювачів системи у вигляді

$$E_{\varphi_S} = -\psi_{0S} M_S / 2\pi r_{0S}; \quad (3)$$

визначення у відповідності до [1–3] радіальної $D_{rS}^{(j)}$, осьової $D_{zS}^{(j)}$ та окружної $D_{\varphi_S}^{(j)}$ складових електричної індукції для j -ї призми в циліндричній п'єзокерамічній оболонці S -го випромінювача з окружною поляризацією виразами:

$$D_{r_s}^{(j)} = 0, D_{z_s}^{(j)} = 0, D_{\varphi_s}^{(j)} = \varepsilon_{33s}^{(j)} E_{\varphi_s}^{(j)} + e_{31s}^{(j)} (\varepsilon_{r_s}^{(j)} + \varepsilon_{z_s}^{(j)}) + e_{33s}^{(j)} e_{\varphi_s}^{(j)}, \quad (4)$$

де $\varepsilon_{r_s}^{(j)} = \partial w_s / \partial r_s$; $\varepsilon_{z_s}^{(j)} = 0$; $\varepsilon_{\varphi_s}^{(j)} = (1/r_s) \partial u_s / \partial \varphi_s + w_s / r_s$; $e_{31s}^{(j)}$ – пезоконстанта; $j = 1, \dots, M_s$; $S = 1, \dots, N$.

Вивід розрахункових співвідношень. Розіб'ємо всю багатозв'язану область існування фізичних полів кругової системи з екраном на ряд часткових областей (див. рис. 1). У цьому випадку для забезпечення повноти систему вихідних співвідношень необхідно доповнити кінематичними та динамічними умовами зв'язування полів на границях розділу часткових областей:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \Phi_{1S}}{\partial r_s} &= \frac{\partial w_s}{\partial t}, \quad r_s = r_{1S} = r_{0S} - \frac{h_s}{2}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \\ -\frac{\partial \Phi(r_s, \varphi_s)}{\partial r_s} &= \frac{\partial w_s}{\partial t}, \quad r_s = r_{2S} = r_{0S} + \frac{h_s}{2}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \quad (5) \\ &: \left(\frac{\rho \partial \Phi}{\partial t} - \frac{S_q \partial \Phi_{1S}}{\partial t} \right), \quad r = r_{0S}, \quad S = 1, \dots, N, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi. \end{aligned}$$

де $\Phi = \sum_{S=1}^{N+1} \Phi_S$ – потенціал швидкості повного акустичного поля, виражений в локальних координатах S -го випромінювача.

Представимо механічні u_s і w_s , акустичні Φ_S і Φ_{1S} поля всіх випромінювачів $S = 1, \dots, N$ та екрана $S=N+1$ кругової системи у вигляді розкладень по кутових і хвильових функціях кругового циліндра:

$$u_s = \sum_n u_n^{(S)} e^{in\varphi}; \quad w_s = \sum_n w_n^{(S)} e^{in\varphi}, \quad S = 1, \dots, N; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Phi_S &= \sum_n A_n^{(S)} H_n^{(1)}(k r_s) e^{in\varphi}, \quad S = 1, \dots, N+1; \\ \Phi_{1S} &= \sum_n B_n^{(S)} J_n(k_s r_s) e^{in\varphi}, \quad S = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (7)$$

У співвідношеннях (7) використані традиційні позначення циліндричних функцій. Невідомі коефіцієнти $u_n^{(S)}$, $w_n^{(S)}$, $A_n^{(S)}$, $B_n^{(S)}$, що входять до них, визначаються з функціональних рівнянь (1), граничних умов (2) і умов зв'язування полів (5). Необхідне для цього перенесення систем координат здійснюється на основі теорем складення для циліндричних хвильових функцій [8]:

$$H_m^{(1)}(k r_q) e^{im\varphi} = \sum_n J_n(k r_s) H_{m-n}^{(1)}(k r_q) e^{i(m-n)\varphi} e^{in\varphi}, \quad (8)$$

де r_{qs} і φ_{qs} – полярні координати початку координатної системи O_s у координатах q -ї системи.

Алгебраїзація системи функціональних рівнянь (1), (2), (5) з використанням співвідношень (3), (6) – (8) і властивостей повноти та ортогональності систем кутових функцій на інтервалі $[0, 2\pi]$ дозволяє одержати для визначення невідомих коефіцієнтів розкладень (6) і (7) нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь виду, наведеного в [9].

Оскільки з фізичних міркувань (див. рис. 1) ясно, що наявність в системі скінченного числа випромінювачів і акустичного екрана порушує радіальну симетрію їх навантаження акустичним полем при збереженні такої симетрії при навантаженні випромінювачів електричним

полем, кутові розподіли коливань по поверхні п'єзокерамічних оболонок випромінювачів системи будуть неоднорідними. Наслідком такої неоднорідності є відповідна прив'язка величини електричного току, що збуджує різні призми оболонок випромінювачів, до кутового розподілу цих призм у випромінювачах системи.

У зв'язку з цим вираз $I_S = S_{el}^{(S)} \sum_{j=1}^{M_s} \frac{\partial D_{\varphi_s}^{(j)}}{\partial t}$, де $S_{el}^{(S)}$ – площа електрода п'єзокерамічної призми S -го випромінювача для електричного току I_S , який протікає в колі збудження S -го випромінювача системи, після ряду перетворень, аналогічних наведеним у роботі [9], з врахуванням співвідношень (3), (4), (6), може бути приведений до виду

$$I_S = -\omega S_{el}^{(S)} \left\{ -\varepsilon_{33s}^0 \frac{\psi_{0S} M_s^2}{2\pi r_{0S}} + \frac{e_{33s}}{r_{0S}} \sum_{j=1}^{M_s} \left[\sum_n i n u_{ns} e^{in \frac{2\pi j}{M_s}} + \sum_n w_{ns} e^{in \frac{2\pi j}{M_s}} \right] \right\}.$$

Вхідні електричні опори випромінювачів системи $Z_S = R_S + iX_S$ визначаються за законом Ома.

Результати досліджень. Застосуємо одержані співвідношення для кількісної оцінки частотних характеристик параметрів електричного поля випромінювачів системи, що розглядається, при її роботі в режимі секторного випромінювання та виконанні випромінювачів у вигляді вакуумованих конструкцій.

При розрахунках приймалися такі значення параметрів випромінювачів, системи та середовищ:

п'єзокераміка складів ЦТБС-3, ЦТС-19, ТБК-3 [10]; середній радіус п'єзокерамічної оболонки $r_0 = 0,068$ м при товщині стінки $h_0 = 0,008$ м;

кількість призм $M_s = 48$; кількість ідентичних випромінювачів в системі $N=3$ при розміщенні їх в секторі $\pm 60^\circ$;

зовнішній радіус екрана $r_{N+1} = 0,072$ м; напруга збудження $\psi_0 = 200$ В для всіх S ;

зовнішній простір випромінювачів заповнений водою ($c = 1500$ м/с, $\rho = 1000$ кг/м³).

Результати розрахунків показані на рис. 2–4.

Аналіз частотних залежностей вхідних електричних опорів випромінювачів при секторному випромінюванні кругової антени з екраном (рис. 2–4) свідчить про їх суттєві зміни при зміні складів п'єзокераміки. Ці зміни стосуються не тільки значень амплітуд опорів, але й характеру їх поведінки в різних діапазонах частот, особливо активної складової опорів. При цьому в останньому випадку суттєвого значення набуває і місце розміщення випромінювача в секторі випромінювання. Зокрема, в низькочастотній області для п'єзокераміки ЦТС-19 і ТБК-3 (рис. 3, 4) від'ємні значення активних вхідних опорів мають більші величини, ніж для п'єзокераміки ЦТБС-3 (рис. 2). У резонансній області при всіх складах п'єзокераміки випромінювачі мають позитивний активний електричний вхідний опір. Реактивний опір для випромінювачів зі складом п'єзокераміки системи ЦТС набуває в цій області індуктивний характер, а при заміні її на п'єзокераміку системи ТБК стає більш складним: в одній частотній області є індуктивним, в іншій – ємнісним (рис. 4).

Значні зміни набуває активний вхідний опір випромінювачів у залежності від складу п'єзокераміки у

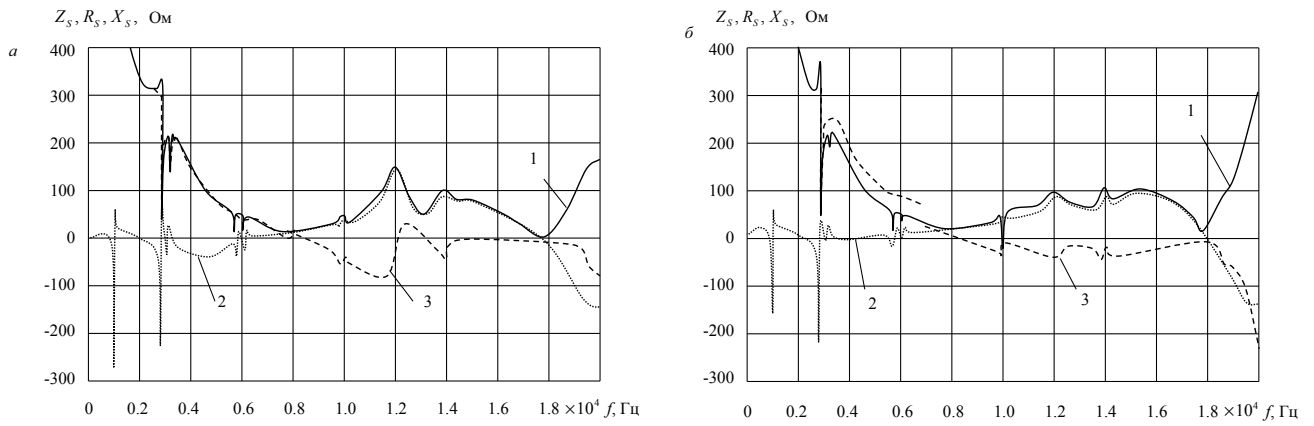


Рис. 2. Частотні залежності повного вхідного електричного опору, його активної та реактивної складових центрального $S=2$ (а) та крайніх $S=1, 3$ (б) випромінювачів із п'єзокераміки ЦТБС-3 у складі кругової антени з екраном при секторному випромінюванні:
 1 – модуль повного опору; 2 – дійсна частина опору; 3 – уявна частина опору

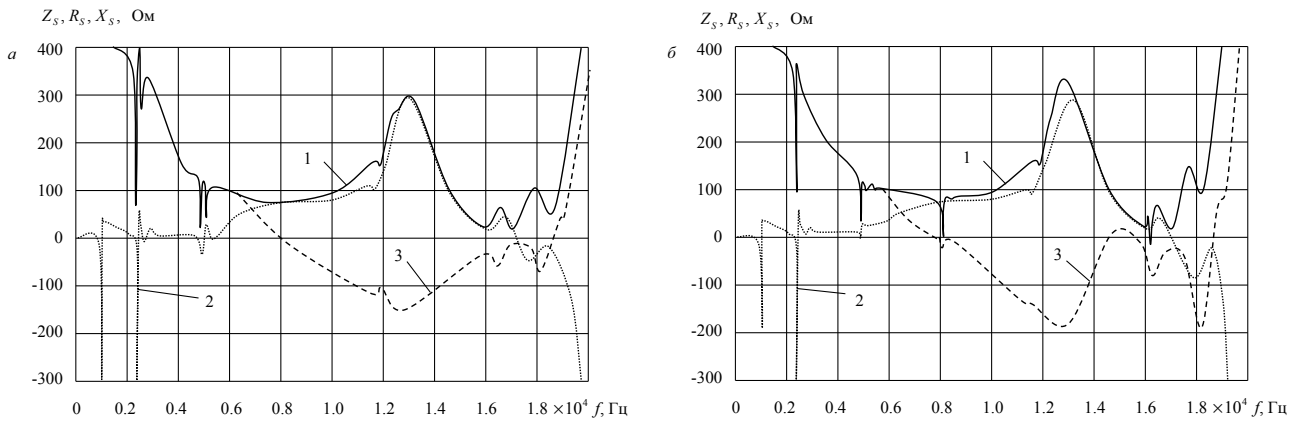


Рис. 3. Частотні залежності повного вхідного електричного опору, його активної та реактивної складових центрального $S=2$ (а) та крайніх $S=1, 3$ (б) випромінювачів із п'єзокераміки ЦТС-19 у складі кругової антени з екраном при секторному випромінюванні:
 1 – модуль повного опору; 2 – дійсна частина опору; 3 – уявна частина опору

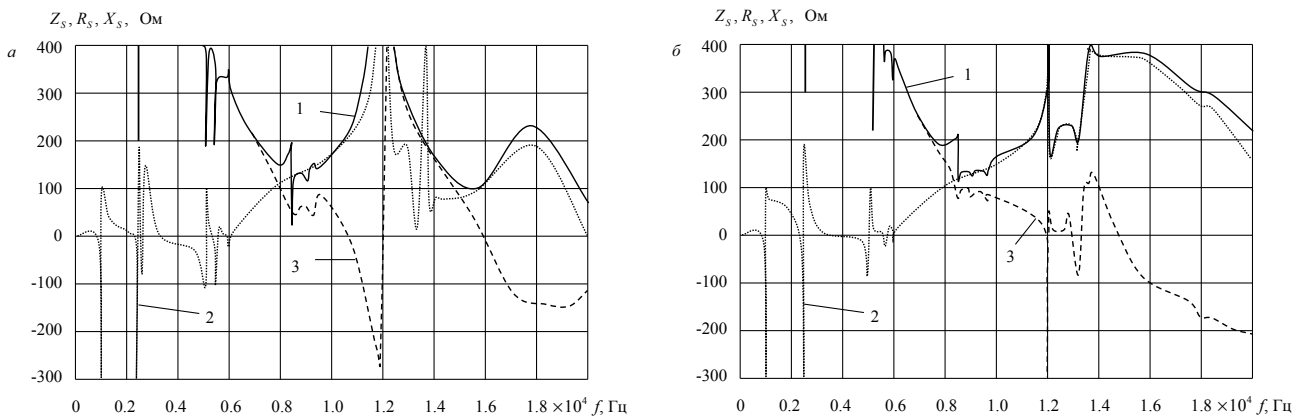


Рис. 4. Частотні залежності повного вхідного електричного опору, його активної та реактивної складових центрального $S=2$ (а) та крайніх $S=1, 3$ (б) випромінювачів із п'єзокераміки ТБК-3 у складі кругової антени з екраном при секторному випромінюванні:
 1 – модуль повного опору; 2 – дійсна частина опору; 3 – уявна частина опору

високочастотній області. Так, якщо для п'єзокераміки ЦТБС-3 (рис. 2) та ТБК-3 (рис. 4) він є позитивним і не змінює свого характеру, то для п'єзокераміки ЦТС-19 він, навпаки, набуває від'ємних значень, що змінюються при зміні місця розташування випромінювача в секторі випромінювання антени.

Звертає на себе увагу поява ряду цікавих ефектів, що, на перший погляд, можуть здатись парадоксальними, але, з іншого боку, суттєво ускладнюють практичну реалізацію задачі енергетичного узгодження генераторів з випромінювачами антен. У цілому ж ці ефекти можуть негативно вплинути на енергетичну ефективність випромінюючих трактів.

Дійсно, при аналізі кривих на рис. 2–4 видно, що на окремих частотах і навіть в діапазонах частот вхідні активні опори випромінювачів з різними складами п'єзокераміки перетворюються на нуль або приймають навіть від'ємні значення. Фізично це свідчить про таке. У тих випадках, коли $R_s < 0$, відповідні випромінювачі антени не споживають електричну енергію від своїх генераторів збудження, а, навпаки, віддають їм цю енергію. Таким чином, вони перетворюються в цих діапазонах частот із споживачів електричної енергії в її виробників. Для цього вони поглинають акустичну енергію з акустичного поля, створюваного досліджуваною антеною в навколишньому середовищі, і завдяки зв'язаності електричного, механічного та акустичного полів перетворюють її зворотним чином в електричну енергію. Фізичний механізм і умови перетворень досліджені в роботах [1–3].

Відомо, що максимальна енергетична ефективність трактів випромінювання має місце тоді, коли компенсована реактивна складова електричного опору випромінювача і збуджуючий генератор працює тільки на активний вхідний опір свого випромінювача. Аналіз графіків на рис. 2–4 показує, що складність виконання цієї задачі значною мірою залежить і від складу п'єзокераміки, з якої утворені випромінювачі досліджуваної антени. Найбільш простою технічною реалізацією задачі компенсації реактивного вхідного опору випромінювачів виглядає при застосуванні п'єзокераміки складу ЦТБС-3 (рис. 2).

Проведений аналіз дозволяє встановити, що вибором складу застосованої п'єзокераміки можна керувати характеристиками електричних полів випромінювачів досліджуваних антен.

Висновок. У літературі відсутні дані для розрахункового забезпечення рішення задачі енергетичного узгодження збуджуючих генераторів і випромінювачів гідроакустичних антен у трактах випромінювання ГАС.

Строгим методом зв'язаних полів у багатозв'язаних областях одержані розрахункові співвідношення для кількісної оцінки параметрів електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з окружною поляризацією при їх роботі в складі кругових антен з екраном.

Аналіз частотних властивостей вхідних електричних опорів досліджуваних антен дозволив встановити, що при певних умовах на окремих частотах або частотних діапазонах окремі випромінювачі кругової антени з екраном можуть переходити із режимів відбору

електричної енергії з генераторів трактів випромінювання ГАС в режим повернення її в ці пристрої завдяки поглинанню енергії акустичного поля із зовнішнього середовища антени, та визначити ці умови.

Встановлені ефекти можуть негативно вплинути на енергетичну ефективність трактів випромінювання ГАС з круговими гідроакустичними антенами з екраном і суттєво утруднити узгодження її випромінювачів із збуджуючими їх генераторами.

Показано, що одним із можливих інструментів керування цим процесом є вибір складу п'єзокераміки, застосованої у випромінювачах антени.

СПИСОК ПОСИЛАНЬ

1. Гусак З. Т., Лейко А. Г. О частотных характеристиках электрических полей цилиндрической пьезокерамической антенны с экраном в виде незамкнутого кольцевого слоя // Журнал нано- та електронної фізики. 2016. Т. 8, № 1. С. 01029 (бсс).
2. Нижник А. И., Лейко А. Г. Частотные характеристики электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей в составе плоских систем // Журнал нано- та електронної фізики. 2016. Т. 8, № 4. С. 04012 (бсс).
3. Лейко А. Г., Старовойт Я. И. Частотные свойства электрических полей цилиндрической системы пьезокерамических излучателей экраном во внутренней полости // Журнал нано- та електронної фізики. 2016. Т. 8, № 4. С. 04018 (бсс).
4. Oishi T., Aronov B. S., Brown D. A. Broadband multimode baffled piezoelectric cylindrical shell transducers // J. Acoust. Soc. Am. 121 (6), 2007. P. 3465–3471.
5. Vovk I. V. Nontraditional method of resonant frequency control of low-frequency underwater acoustic transducers // Proc. of the European conference on Underwater Acoustics. Luxembourg, 14–18 sept. 1992. P. 631–634.
6. Vovk I. V., Grinchenko V. T., Oliunik V. N. On the method of construction of directed low-frequency hydroacoustic radiator // Proceedings of the 2 European conference on Underwater Acoustics. Lyngbu, Denmark, 4–9 July 1994. P. 573–578.
7. Vovk I. V., Oliunik V. N. Sound radiation by cylindrical piezoelectric shell with asymmetric insertion // JASA. 1996. V. 99, N 1. P. 133–138.
8. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск : Наука и техника, 1968. 584 с.
9. Лейко А. Г., Старовойт Я. И. Физические поля круговых цилиндрических гидроакустических антенн с экраном и цилиндрическими пьезокерамическими излучателями // Электроника и связь. 2016. Т. 20, № 8. С. 94–100.
10. Дідковський В. С., Лейко О. Г., Савін В. Г. Електроакустичні п'єзокерамічні перетворювачі (розрахунок, проектування, конструювання). Кіровоград : Імекс-ЛТД, 2006. 448 с.

Рецензент О. В. Коржик, д-р техн. наук, проф.
(Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Сікорського»)