

УДК 517.958;517.956.4

DOI: 10.32626/2308-5878.2025-28.17-31

А. П. Громик*, канд. техн. наук,

І. М. Конет**, д-р фіз.-мат. наук, професор,

Т. М. Пилипюк***, канд. фіз.-мат. наук

*Заклад вищої освіти «Подільський державний університет»,
м. Кам'янець-Подільський,

**Волинський національний університет
імені Лесі Українки, м. Луцьк,

***Кам'янець-Подільський національний університет
імені Івана Огієнка, м. Кам'янець-Подільський

ГІПЕРБОЛІЧНІ КРАЙОВІ ЗАДАЧІ МАТЕМАТИЧНОЇ ФІЗИКИ В КУСКОВО-ОДНОРІДНОМУ КЛИНОВИДНОМУ ЦИЛІНДРИЧНО-КРУГОВОМУ ПІВПРОСТОРІ З ПОРОЖНИНОЮ

У пропонованій статті методом класичних інтегральних і гібридних інтегральних перетворень у поєднанні з методом головних розв'язків (матриць впливу та матриць Гріна) вперше побудовано єдині точні аналітичні розв'язки гіперболічних крайових задач математичної фізики в кусково-однорідному за радіальною змінною r клиновидному за кутовою змінною φ циліндрично-круговому півпросторі з порожниною.

Розглянуто випадки задання на гранях клина крайових умов 1-го роду (Діріхле) і 2-го роду (Неймана) та їх можливих комбінацій (Діріхле-Неймана, Неймана-Діріхле).

Для побудови розв'язків досліджуваних початково-крайових задач застосовано скінченне інтегральне перетворення Фур'є щодо кутової змінної φ , інтегральне перетворення Фур'є на декартовій півосі $(0; +\infty)$ щодо аплікатної змінної z та гібридне інтегральне перетворення типу Вебера на полярній осі $(R_0; +\infty)$ з n точками спряження щодо радіальної змінної r .

Послідовне застосування інтегральних перетворень за геометричними змінними (r, φ, z) дозволяє звести тривимірні початково-крайові задачі спряження до задачі Коші для звичайного лінійного неоднорідного диференціального рівняння 2-го порядку, єдиний розв'язок якої виписано в замкнутому вигляді.

Застосування обернених інтегральних перетворень до одержаного розв'язку в просторі зображень відновлює в явному вигляді у просторі оригіналів розв'язки розглянутих гіперболічних крайових задач математичної фізики через їх інтегральне зображення.

При цьому головні розв'язки задач одержано в явному вигляді.

Ключові слова: *гіперболічне рівняння, початкові та крайові умови, умови спряження, інтегральні перетворення, гібридні інтегральні перетворення, головні розв'язки.*

Вступ. Теорія крайових і мішаних (початково-крайових) задач для різних типів диференціальних рівнянь з частинними похідними, зокрема рівнянь математичної фізики, – важливий розділ сучасної теорії диференціальних рівнянь, який в цей час інтенсивно розвивається. Її актуальність обумовлена як значимістю її результатів для розвитку багатьох розділів математики, так і численними застосуваннями її досягнень при дослідженні різноманітних математичних моделей різних процесів і явищ фізики, хімії, біології, медицини, економіки, механіки, техніки, новітніх технологій.

Вагомі результати з теорії задачі Коші та початково-крайових задач для гіперболічних рівнянь і їх систем одержано в [1-8] та в працях інших вітчизняних і зарубіжних математиків.

Добре відомо, що складність досліджуваних крайових задач суттєво залежить як від властивостей коефіцієнтів рівнянь (різні види виродженостей і особливостей), так і від геометричної структури області (гладкість межі, наявність кутових точок, обмеженість, необмеженість тощо), в якій розглядається задача. На цей час досить детально вивчено властивості розв'язків і розвинуто різноманітні методи побудови розв'язків (точні та наближені) крайових задач для лінійних, квазілінійних і деяких нелінійних рівнянь різних типів (еліптичних, параболічних, гіперболічних) в однозв'язних областях (однорідних середовищах), які обумовлені згаданими вище властивостями коефіцієнтів рівнянь і геометрією області, та побудовано функціональні простори коректності задач в сенсі Адамара.

Водночас багато важливих прикладних задач термомеханіки, теплофізики, дифузії, теорії пружності, теорії електричних кіл, теорії коливань, механіки деформівного твердого тіла приводять до крайових і мішаних задач для диференціальних рівнянь з частинними похідними різних типів не тільки в однорідних середовищах, коли коефіцієнти рівнянь є неперервними функціями, але й в неоднорідних і кусково-однорідних середовищах, коли коефіцієнти рівнянь є кусково-неперервними функціями чи, зокрема, кусково-сталими [9-11].

Відомо, що крім методу відокремлення змінних (методу Фур'є) та його узагальнень, одним із важливих і ефективних методів вивчення лінійних крайових і мішаних задач для диференціальних рівнянь з частинними похідними в однорідних середовищах є метод інтегральних перетворень, який дає можливість побудувати в аналітичному вигляді точні розв'язки розглянутих задач через їх інтегральне зображення.

У той же час для досить широкого класу лінійних крайових задач у кусково-однорідних середовищах ефективним методом побудови їх розв'язків виявився метод гібридних інтегральних перетворень, що породжені відповідними гібридними диференціальними операторами, коли на кожній компоненті зв'язності кусково-однорідного се-

редовища розглядаються або ж різні диференціальні оператори, або ж диференціальні оператори того ж самого вигляду, але з різними наборами коефіцієнтів [12-14].

У цій статті, яка є логічним продовженням [15], методом класичних інтегральних і гібридних інтегральних перетворень у поєднанні з методом головних розв'язків вперше побудовано інтегральні зображення єдиних точних аналітичних розв'язків гіперболічних початково-крайових задач математичної фізики в кусково-однорідному клиновидному циліндрично-круговому півпросторі з циліндрично-круговою порожниною.

Постановка задачі. Розглянемо задачу побудови обмеженого на множині

$$D = \left\{ (t, r, \varphi, z) : t > 0; r \in I_n^+ = \bigcup_{j=1}^{n+1} I_j = \bigcup_{j=1}^{n+1} (R_{j-1}, R_j), R_0 > 0, \right. \\ \left. R_{n+1} = +\infty; \varphi \in (0; \varphi_0), 0 < \varphi_0 < 2\pi; z \in (0; +\infty) \right\}$$

класичного розв'язку лінійних диференціальних рівнянь з частинними похідними гіперболічного типу 2-го порядку [16]

$$\frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} - \left[a_{rj}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{a_{\varphi j}^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + a_{zj}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] u_j + \\ + \chi_j^2 u_j = f_j(t, r, \varphi, z); r \in I_j; j = \overline{1, n+1} \quad (1)$$

з початковими умовами

$$u_j|_{t=0} = g_j^1(r, \varphi, z); \frac{\partial u_j}{\partial t}|_{t=0} = g_j^2(r, \varphi, z); r \in I_j; j = \overline{1, n+1}, \quad (2)$$

крайовими умовами

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + h \right) u_j \Big|_{z=0} = w_j(t, r, \varphi); \frac{\partial^s u_j}{\partial z^s} \Big|_{z=+\infty} = 0; s = 0, 1; j = \overline{1, n+1}, \quad (3)$$

$$\left(\alpha_{11}^0 \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{11}^0 \right) u_1 \Big|_{r=R_0} = g_0(t, \varphi, z); \frac{\partial^s u_{n+1}}{\partial r^s} \Big|_{r=+\infty} = 0, s = 0, 1, \quad (4)$$

одними з крайових умов на гранях клина [12]

$$u_j|_{\varphi=0} = g_{1j}(t, r, z); u_j|_{\varphi=\varphi_0} = w_{1j}(t, r, z); j = \overline{1, n+1}, \quad (5)$$

$$u_j|_{\varphi=0} = g_{2j}(t, r, z); \frac{\partial u_j}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\varphi_0} = -w_{2j}(t, r, z); j = \overline{1, n+1}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=0} = g_{3j}(t, r, z); u_j|_{\varphi=\varphi_0} = w_{3j}(t, r, z); j = \overline{1, n+1}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=0} = g_{4j}(t, r, z); \quad \frac{\partial u_j}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\varphi_0} = -w_{4j}(t, r, z); \quad j = \overline{1, n+1} \quad (8)$$

та умовами спряження [6]

$$\left[\left(\alpha_{j1}^k \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j1}^k \right) u_k - \left(\alpha_{j2}^k \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j2}^k \right) u_{k+1} \right] \Big|_{r=R_k} = 0; \quad j = \overline{1, 2}; k = \overline{1, n}, \quad (9)$$

де

$a_{rj}, a_{\varphi j}, a_{zj}, \chi_j, h \geq 0, \alpha_{js}^k, \beta_{js}^k$ – деякі сталі;

$c_{jk} \equiv \alpha_{2j}^k \beta_{1j}^k - \alpha_{1j}^k \beta_{2j}^k \neq 0; \quad c_{1k} \cdot c_{2k} > 0;$

$\alpha_{11}^0 \leq 0, \beta_{11}^0 \geq 0; \quad |\alpha_{11}^0| + \beta_{11}^0 \neq 0;$

$f(t, r, \varphi, z) = \{ f_1(t, r, \varphi, z), f_2(t, r, \varphi, z), \dots, f_{n+1}(t, r, \varphi, z) \};$

$g^1(r, \varphi, z) = \{ g_1^1(r, \varphi, z), g_2^1(r, \varphi, z), \dots, g_{n+1}^1(r, \varphi, z) \};$

$g^2(r, \varphi, z) = \{ g_1^2(r, \varphi, z), g_2^2(r, \varphi, z), \dots, g_{n+1}^2(r, \varphi, z) \}$

$w_j(t, r, \varphi); g_0(t, \varphi, z); g_{pj}(t, r, z); w_{pj}(t, r, z); \quad (p = \overline{1, 4}; j = \overline{1, n+1})$

– задані дійсні обмежені неперервні функції;

$u(t, r, \varphi, z) = \{ u_1(t, r, \varphi, z), u_2(t, r, \varphi, z), \dots, u_{n+1}(t, r, \varphi, z) \}$

– шукана дійсна двічі неперервно диференційовна функція.

Зауважимо, що:

- 1) у випадку $\chi_j \equiv 0 \quad (j = \overline{1, n+1})$ рівняння (1) є класичним тривимірним неоднорідним рівнянням коливань (хвильовим рівнянням, рівнянням Д'аламбера) для ортотропного середовища у циліндричній системі координат;

- 2) якщо

$\alpha_{11}^k = 0, \beta_{11}^k = 1; \alpha_{12}^k = 0, \beta_{12}^k = 1; \alpha_{21}^k = E_1^k, \beta_{21}^k = 0; \alpha_{22}^k = E_2^k, \beta_{22}^k = 0,$

де E_1^k, E_2^k – модулі Юнга ($k = \overline{1, n}$), то умови спряження (9) збігаються з класичними умовами ідеального механічного контакту.

Таким чином, гіперболічні початково-крайові задачі спряження (1)-(4), (5), (9); (1)-(4), (6), (9); (1)-(4), (7), (9); (1)-(4), (8), (9) можна розглядати як узагальнені математичні моделі коливних процесів у кусково-однорідному клиновидному циліндрично-круговому півпросторі з порожниною.

Основна частина. Припустимо, що розв'язки гіперболічних початково-крайових задач (1)-(4), (5), (9); (1)-(4), (6), (9); (1)-(4), (7), (9); (1)-(4), (8), (9) існують і задані й шукані функції задовольняють умо-

ви застосовності залучених далі прямих та обернених інтегральних і гібридних інтегральних перетворень [6, 12].

Згідно з [12] визначимо скінченні пряме $F_{m,ik}$ та обернене $F_{m,ik}^{-1}$ інтегральні перетворення Фур'є щодо кутової змінної φ за формулами:

$$F_{m,ik}[f(\varphi)] = \int_0^{\varphi_0} f(\varphi) U_{m,ik}(\varphi) d\varphi \equiv f_{m,ik}, \quad (10)$$

$$F_{m,ik}^{-1}[f_{m,ik}] = \frac{2}{\varphi_0} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m^{ik} f_{m,ik} U_{m,ik}(\varphi) \equiv f(\varphi), \quad (11)$$

де

$$\begin{aligned} U_{m,11}(\varphi) &= \sin(\beta_{m,11}\varphi); \quad \beta_{m,11} = \frac{\pi m}{\varphi_0}; \\ U_{m,12}(\varphi) &= \sin(\beta_{m,12}\varphi); \quad \beta_{m,12} = \frac{\pi(2m+1)}{2\varphi_0}; \\ U_{m,21}(\varphi) &= \cos(\beta_{m,21}\varphi); \quad \beta_{m,21} = \beta_{m,12}; \\ U_{m,22}(\varphi) &= \cos(\beta_{m,22}\varphi); \quad \beta_{m,22} = \beta_{m,11}; \\ \varepsilon_0^{ik} &= 0; \quad \varepsilon_m^{ik} = 1 \text{ при } ik = 11, 12, 21; \quad m = 1, 2, 3, \dots; \\ \varepsilon_0^{22} &= 1/2; \quad \varepsilon_m^{22} = 1 \text{ при } m = 1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

Безпосередньо перевіряється, що для інтегрального оператора $F_{m,ik}$ виконується тотожність

$$F_{m,ik} \left[\frac{d^2 f}{d\varphi^2} \right] = -\beta_{m,ik}^2 f_{m,ik} + \Phi_{m,ik}; \quad i, k = 1, 2, \quad (12)$$

де

$$\begin{aligned} \Phi_{m,11} &= \frac{\pi m}{\varphi_0} \left[f(0) + (-1)^{m+1} f(\varphi_0) \right]; \\ \Phi_{m,12} &= \frac{\pi(2m+1)}{2\varphi_0} f(0) + (-1)^m \left. \frac{df}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0}; \\ \Phi_{m,21} &= - \left. \frac{df}{d\varphi} \right|_{\varphi=0} + (-1)^m \frac{\pi(2m+1)}{2\varphi_0} f(\varphi_0); \\ \Phi_{m,22} &= - \left. \frac{df}{d\varphi} \right|_{\varphi=0} + (-1)^m \left. \frac{df}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0}. \end{aligned}$$

Інтегральний оператор $F_{m,ik}$, який діє за формулою (10), внаслідок тотожності (12) ставить у відповідність тривимірним початково-

крайовим задачам спряження (1)-(4), (5), (9); (1)-(4), (6), (9); (1)-(4), (7), (9); (1)-(4), (8), (9) задачу побудови обмеженого на множині $D' = \{(t, r, z) : t > 0; r \in I_n^+; z \in (0; +\infty)\}$ класичного розв'язку двовимірних диференціальних рівнянь гіперболічного типу 2-го порядку

$$\frac{\partial^2 u_{jm,ik}}{\partial t^2} - \left[a_{rj}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{v_{jm,ik}^2}{r^2} \right) + a_{zj}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] u_{jm,ik} + \chi_j^2 u_{jm,ik} = \quad (13)$$

$$= G_{jm,ik}(t, r, z); \quad r \in I_j; \quad j = \overline{1, n+1}$$

з початковими умовами

$$u_{jm,ik}(t, r, z) \Big|_{t=0} = g_{jm,ik}^1(r, z); \quad \frac{\partial u_{jm,ik}(t, r, z)}{\partial t} \Big|_{t=0} = g_{jm,ik}^2(r, z), \quad (14)$$

крайовими умовами

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + h \right) u_{jm,ik} \Big|_{z=0} = w_{jm,ik}(t, r); \quad \frac{\partial^s u_{jm,ik}}{\partial z^s} \Big|_{z=+\infty} = 0; \quad s = 0, 1; \quad j = \overline{1, n+1}, \quad (15)$$

$$\left(\alpha_{11}^0 \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{11}^0 \right) u_{1m,ik} \Big|_{r=R_0} = g_{0m,ik}(t, z); \quad \frac{\partial^s u_{n+1,m,ik}}{\partial r^s} \Big|_{r=+\infty} = 0; \quad s = 0, 1 \quad (16)$$

та умовами спряження

$$\left[\left(\alpha_{j1}^p \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j1}^p \right) u_{pm,ik} - \left(\alpha_{j2}^p \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j2}^p \right) u_{p+1,m,ik} \right] \Big|_{r=R_k} = 0; \quad j = 1, 2; \quad k = \overline{1, n}, \quad (17)$$

де

$$G_{jm,ik}(t, r, z) = f_{m,ik}(t, r, z) + a_{\varphi j}^2 r^{-2} \Phi_{m,ik}(t, r, z); \quad v_{jm,ik} = a_{rj}^{-1} a_{\varphi j} \beta_{m,ik}.$$

До двовимірної крайової задачі (13)-(17) застосуємо інтегральне перетворення Фур'є на декартовій півосі $(0; +\infty)$ щодо змінної z [6]:

$$F_+[g(z)] = \int_0^{+\infty} g(z) K(z, \sigma) dz \equiv \tilde{g}(\sigma), \quad (18)$$

$$F_+^{-1}[\tilde{g}(\sigma)] = \int_0^{+\infty} \tilde{g}(\sigma) K(z, \sigma) d\sigma \equiv g(z), \quad (19)$$

$$F_+ \left[\frac{d^2 g}{dz^2} \right] = -\sigma^2 \tilde{g}(\sigma) + K(0, \sigma) \left(-\frac{dg}{dz} + hg \right) \Big|_{z=0}, \quad (20)$$

де ядро перетворення має вигляд

$$K(z, \sigma) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma \cos(\sigma z) + h \sin(\sigma z)}{\sqrt{\sigma^2 + h^2}}.$$

Інтегральний оператор F_+ , який діє за формулою (18), внаслідок тотожності (20) ставить у відповідність початково-крайовій задачі спряження (13)-(17) задачу побудови обмеженого на множині $D'' = \{(t, r) : t > 0; r \in I_n^+\}$ класичного розв'язку одновимірних диференціальних рівнянь B -гіперболічного типу

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_{jm,ik}}{\partial t^2} - a_{rj}^2 B_{V_{jm,ik}} [\tilde{u}_{jm,ik}] + (a_{zj}^2 \sigma^2 + \chi_j^2) \tilde{u}_{jm,ik} = \tilde{P}_{jm,ik}(t, r, \sigma); \quad (21)$$

$$r \in I_j; j = \overline{1, n+1}$$

з початковими умовами

$$\tilde{u}_{jm,ik}(t, r, \sigma) \Big|_{t=0} = \tilde{g}_{jm,ik}^1(r, \sigma); \quad \frac{\partial \tilde{u}_{jm,ik}(t, r, \sigma)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \tilde{g}_{jm,ik}^2(r, \sigma), \quad (22)$$

крайовими умовами

$$\left(\alpha_{11}^0 \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{11}^0 \right) \tilde{u}_{1m,ik} \Big|_{r=R_0} = g_{0w,ik}(t, \sigma); \quad \frac{\partial^s \tilde{u}_{n+1,m,ik}}{\partial r^s} \Big|_{r=+\infty} = 0; \quad s = 0, 1 \quad (23)$$

та умовами спряження

$$\left[\left(\alpha_{j1}^p \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j1}^p \right) \tilde{u}_{pm,ik} - \left(\alpha_{j2}^p \frac{\partial}{\partial r} + \beta_{j2}^p \right) \tilde{u}_{p+1,m,ik} \right] \Big|_{r=R_p} = 0; \quad j = 1, 2; p = \overline{1, n}, \quad (24)$$

де $B_{V_{jm,ik}} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{V_{jm,ik}^2}{r^2}$ – класичний диференціальний оператор Бесселя [12],

$$\tilde{P}_{jm,ik}(t, r, \sigma) = \tilde{G}_{jm,ik}(t, r, \sigma) + a_{zj}^2 K(0, \sigma) w_{jm,ik}(t, r).$$

До одновимірної початково-крайової задачі спряження (21)-(24) застосуємо гібридне інтегральне перетворення типу Вебера на полярній осі I_n^+ з n точками спряження щодо радіальної змінної r [6]:

$$M_{(n)}[f(r)] = \int_{R_0}^{+\infty} f(r) V(r, \lambda) \sigma(r) r dr \equiv \tilde{f}(\lambda), \quad (25)$$

$$M_{(n)}^{-1}[\tilde{f}(\lambda)] = \int_0^{+\infty} \tilde{f}(\lambda) V(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda \equiv f(r), \quad (26)$$

$$M_{(n)}[B_{(m,ik)}[f(r)]] = -\lambda^2 \tilde{f}(\lambda) - \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_k^2 \int_{R_{k-1}}^{R_k} f(r) V_k(r, \lambda) \sigma_k r dr -$$

$$-\left(\alpha_{11}^0 \right)^{-1} a_1^2 R_0 \sigma_1 V_1(R_0, \lambda) \left(\alpha_{11}^0 \frac{df}{dr} + \beta_{11}^0 f \right) \Big|_{r=R_0}.$$

У формулах (25)-(27) беруть участь, виписані в [6], спектральна функція $V(r, \lambda)$, вагова функція $\sigma(r)$, спектральна щільність $\Omega(\lambda)$ та гібридний диференціальний оператор Бесселя

$$B_{(m,k)} = \sum_{j=1}^n a_j^2 \theta(r - R_{j-1}) \theta(R_j - r) B_{V_{jm,ik}} + a_{n+1}^2 \theta(r - R_n) B_{V_{n+1,m,ik}},$$

де $\theta(x)$ – одинична функція Гевісайда [12], $a_k^2 \equiv a_{rk}^2$, α_k^2 – деякі сталі.

Запишемо диференціальні рівняння (21) і початкові умови (22) у матричній формі

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_1^2 B_{V_{1m,ik}} + q_1^2(\sigma) \right) \tilde{u}_{1m,ik}(t, r, \sigma) \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_2^2 B_{V_{2m,ik}} + q_2^2(\sigma) \right) \tilde{u}_{2m,ik}(t, r, \sigma) \\ \dots \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{n+1}^2 B_{V_{n+1,m,ik}} + q_{n+1}^2(\sigma) \right) \tilde{u}_{n+1,m,ik}(t, r, \sigma) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{P}_{1m,ik}(t, r, \sigma) \\ \tilde{P}_{2m,ik}(t, r, \sigma) \\ \dots \\ \tilde{P}_{n+1,m,ik}(t, r, \sigma) \end{bmatrix}, \quad (28)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{u}_{1m,ik}(t, r, \sigma) \\ \tilde{u}_{2m,ik}(t, r, \sigma) \\ \dots \\ \tilde{u}_{n+1,m,ik}(t, r, \sigma) \end{bmatrix}_{t=0} = \begin{bmatrix} \tilde{g}_{1m,ik}^1(r, \sigma) \\ \tilde{g}_{2m,ik}^1(r, \sigma) \\ \dots \\ \tilde{g}_{n+1,m,ik}^1(r, \sigma) \end{bmatrix}; \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \tilde{u}_{1m,ik}(t, r, \sigma) \\ \tilde{u}_{2m,ik}(t, r, \sigma) \\ \dots \\ \tilde{u}_{n+1,m,ik}(t, r, \sigma) \end{bmatrix}_{t=0} = \begin{bmatrix} \tilde{g}_{1m,ik}^2(r, \sigma) \\ \tilde{g}_{2m,ik}^2(r, \sigma) \\ \dots \\ \tilde{g}_{n+1,m,ik}^2(r, \sigma) \end{bmatrix},$$

де

$$q_j^2(\sigma) = a_{zj}^2 \sigma^2 + \chi_j^2; \quad j = \overline{1, n+1}.$$

Інтегральний оператор $M_{(n)}$, який діє за формулою (25), зобразимо у вигляді операторної матриці-рядка

$$M_{(n)}[\dots] = \begin{bmatrix} \int_{R_0}^{R_1} \dots V_1(r, \lambda) \sigma_1 r dr & \int_{R_1}^{R_2} \dots V_2(r, \lambda) \sigma_2 r dr \\ \dots \int_{R_{n-1}}^{R_n} \dots V_n(r, \lambda) \sigma_n r dr & \int_{R_n}^{+\infty} \dots V_{n+1}(r, \lambda) \sigma_{n+1} r dr \end{bmatrix} \quad (30)$$

і застосуємо за правилом множення матриць до задачі (28), (29). Внаслідок тотожності (27) одержуємо задачу Коші для звичайного неоднорідного диференціального рівняння 2-го порядку

$$\sum_{j=1}^{n+1} \left(\frac{d^2}{dt^2} + \lambda^2 + \alpha_j^2 + q_j^2(\sigma) \right) \tilde{u}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) = \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{P}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) - \quad (31)$$

$$\begin{aligned} & - \left(\alpha_{11}^0 \right)^{-1} a_1^2 R_0 \sigma_1 V_1(R_0, \lambda) \tilde{g}_{0m,ik}(t, \sigma), \\ & \left. \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{u}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) \right|_{t=0} = \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{g}_{jm,ik}^1(\lambda, \sigma), \\ & \left. \frac{d}{dt} \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{u}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) \right|_{t=0} = \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{g}_{jm,ik}^2(\lambda, \sigma), \end{aligned} \quad (32)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) &= \int_{R_{j-1}}^{R_j} \tilde{u}_{jm,ik}(t, r, \sigma) V_j(r, \lambda) \sigma_j r dr; \quad j = \overline{1, n+1}, \\ \tilde{P}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) &= \int_{R_{j-1}}^{R_j} \tilde{P}_{jm,ik}(t, r, \sigma) V_j(r, \lambda) \sigma_j r dr; \quad j = \overline{1, n+1}, \\ \tilde{g}_{jm,ik}^s(\lambda, \sigma) &= \int_{R_{j-1}}^{R_j} \tilde{g}_{jm,ik}^s(r, \sigma) V_j(r, \lambda) \sigma_j r dr, \quad j = \overline{1, n+1}, s = 1, 2. \end{aligned}$$

Припустимо, не зменшуючи загальності розв'язку задачі, що $\max \{q_1^2(\sigma), q_2^2(\sigma), \dots, q_{n+1}^2(\sigma)\} = q_1^2(\sigma)$ і покладемо всюди $\alpha_j^2 = q_1^2(\sigma) - q_j^2(\sigma); j = \overline{1, n+1}$. Задача Коші (31), (32) набуває вигляду

$$\frac{d^2 \tilde{u}_{m,ik}}{dt^2} + \Delta^2(\lambda, \sigma) \tilde{u}_{m,ik} = \tilde{T}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma), \quad (33)$$

$$\tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma) \Big|_{t=0} = \tilde{g}_{m,ik}^1(\lambda, \sigma); \quad \left. \frac{d\tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma)}{dt} \right|_{t=0} = \tilde{g}_{m,ik}^2(\lambda, \sigma), \quad (34)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma) &= \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{u}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma); \quad \Delta^2(\lambda, \sigma) = \lambda^2 + a_{z1}^2 \sigma^2 + \chi_1^2; \\ \tilde{T}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma) &= \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{P}_{jm,ik}(t, \lambda, \sigma) - \left(\alpha_{11}^0 \right)^{-1} a_1^2 R_0 \sigma_1 V_1(R_0, \lambda) \tilde{g}_{0m,ik}(t, \sigma); \end{aligned}$$

$$\tilde{g}_{m,ik}^1(\lambda, \sigma) = \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{g}_{jm,ik}^1(\lambda, \sigma); \quad \tilde{g}_{m,ik}^2(\lambda, \sigma) = \sum_{j=1}^{n+1} \tilde{g}_{jm,ik}^2(\lambda, \sigma).$$

Відомо [6], що єдиним розв'язком задачі Коші (33), (34) є функція

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma) = & N(t, \lambda, \sigma) \tilde{g}_{m,ik}^2(\lambda, \sigma) + \frac{d}{dt} N(t, \lambda, \sigma) \tilde{g}_{m,ik}^1(\lambda, \sigma) + \\ & + \int_0^t N(t-\tau, \lambda, \sigma) \tilde{T}_{m,ik}(\tau, \lambda, \sigma) d\tau, \end{aligned} \quad (35)$$

де розв'язуюча функція (функція Коші) має вигляд

$$N(t, \lambda, \sigma) = \frac{\sin(\Delta(\lambda, \sigma)t)}{\Delta(\lambda, \sigma)}, \quad \Delta(\lambda, \sigma) = (\lambda^2 + a_{21}^2 \sigma^2 + \chi_1^2)^{1/2}.$$

Оскільки суперпозиція операторів $M_{(n)}$ та $M_{(n)}^{-1}$ є одиничним оператором ($M_{(n)} \circ M_{(n)}^{-1} = M_{(n)}^{-1} \circ M_{(n)} = I$), то оператор $M_{(n)}^{-1}$, як обернений до оператора, визначеного за формулою (30), зобразимо у вигляді операторної матриці-стовпця

$$M_{(n)}^{-1}[\dots] = \begin{bmatrix} \int_0^{+\infty} V_1(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda \\ \int_0^{+\infty} V_2(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda \\ \dots \\ \int_0^{+\infty} V_{n+1}(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda \end{bmatrix} \quad (36)$$

і застосуємо за правилом множення матриць до матриці-елемента $[\tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma)]$, де функція $\tilde{u}_{m,ik}(t, \lambda, \sigma)$ визначена за формулою (35). Одержимо єдиний розв'язок одновимірної гіперболічної початково-крайової задачі спряження (21)-(24):

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{jm,ik}(t, r, \sigma) = & \int_0^{+\infty} N(t, \lambda, \sigma) \tilde{g}_{m,ik}^2(\lambda, \sigma) V_j(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda + \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{+\infty} N(t, \lambda, \sigma) \tilde{g}_{m,ik}^1(\lambda, \sigma) V_j(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda + \\ & + \int_0^t \int_0^{+\infty} N(t-\tau, \lambda, \sigma) \tilde{T}_{m,ik}(\tau, \lambda, \sigma) V_j(r, \lambda) \Omega(\lambda) d\lambda d\tau; \quad j = \overline{1, n+1}. \end{aligned} \quad (37)$$

Застосовувавши послідовно до функцій $\tilde{y}_{jm,ik}(t, r, \sigma)$, визначених формулами (37), обернені оператори F_+^{-1} та $F_{m,ik}^{-1}$, і виконавши нескладні перетворення, одержуємо функції

$$\begin{aligned}
 u_{j,ik}(t, r, \varphi, z) = & \sum_{p=1}^{n+1} \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{ik}(t-\tau, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) f_p(\tau, \rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho d\tau + \\
 & + \frac{\partial}{\partial t} \sum_{p=1}^{n+1} \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) g_p^1(\rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho + \\
 & + \sum_{p=1}^{n+1} \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) g_p^2(\rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho + \quad (38) \\
 & + \sum_{p=1}^{n+1} a_{\varphi p}^2 \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} Q_{jp}^{ik}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) \sigma_p \rho^{-1} d\xi d\rho d\tau + \\
 & + \sum_{p=1}^{n+1} a_{zp}^2 \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} W_{jp}^{ik}(t-\tau, r, \rho, \varphi, \alpha, z) w_p(\tau, \rho, \alpha) \sigma_p \rho d\alpha d\rho d\tau + \\
 & + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} W_{jr}^{ik}(t-\tau, r, \varphi, \alpha, z, \xi) g_0(\tau, \alpha, \xi) d\xi d\alpha d\tau; j = \overline{1, n+1},
 \end{aligned}$$

які визначають єдині розв'язки гіперболічних початково-крайових задач спряження (1)-(4), (5), (9); (1)-(4), (6), (9); (1)-(4), (7), (9); (1)-(4), (8), (9) при відповідних значеннях ik (11), (12), (21), (22).

У формулах (38) застосовано компоненти

$$E_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) = \frac{2}{\varphi_0} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m^{ik} K_{jp}^{m,ik}(t, r, \rho, z, \xi) U_{m,ik}(\varphi) U_{m,ik}(\alpha)$$

матриці впливу (функції впливу), функції Гріна

$$Q_{jp}^{ik}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) = \frac{2}{\varphi_0} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m^{ik} K_{jp}^{m,ik}(t-\tau, r, \rho, z, \xi) \Phi_{m,ik}(\tau, \rho, \xi) U_{m,ik}(\varphi)$$

КОМПОНЕНТИ

$$W_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z) = E_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, 0)$$

аплікатної матриці Гріна (аплікатні функції Гріна) та компоненти

$$W_{jp}^{ik}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z) = -\left(\alpha_{11}^0\right)^{-1} a_1^2 R_0 \sigma_1 E_{j1}^{ik}(t, r, R_0, \varphi, \alpha, z, \xi)$$

радіальної матриці Гріна (радіальні функції Гріна) відповідних початково-крайових задач, де

$$K_{jp}^{m,ik}(t, r, \rho, z, \xi) = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} N(t, \lambda, \sigma) V_j(r, \lambda) V_p(\rho, \lambda) K(z, \sigma) K(\xi, \sigma) \Omega(\lambda) d\lambda d\sigma.$$

Проаналізуємо формули (38) залежно від типу крайових умов на гранях кусково-однорідного клиновидного циліндрично-кругового півпростору з порожниною. Розглянемо, наприклад, випадок крайових умов (5) (умови Діріхле).

У цьому випадку функції Гріна мають вигляд

$$Q_{jp}^{11}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) = \frac{2\pi}{\varphi_0^2} \sum_{m=1}^{\infty} m K_{jp}^{m,11}(t - \tau, r, \rho, z, \xi) \left[g_{1p}(\tau, \rho, \xi) + (-1)^{m+1} w_{1p}(\tau, \rho, \xi) \right] \sin \frac{\pi m \varphi}{\varphi_0}.$$

Якщо визначити тангенціальні функції Гріна

$$W_{jp,1}^{11}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) = \frac{2\pi}{\varphi_0^2} \sum_{m=1}^{\infty} m K_{jp}^{m,11}(t - \tau, r, \rho, z, \xi) \sin \frac{\pi m \varphi}{\varphi_0},$$

$$W_{jp,2}^{11}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) = \frac{2\pi}{\varphi_0^2} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} m K_{jp}^{m,11}(t - \tau, r, \rho, z, \xi) \sin \frac{\pi m \varphi}{\varphi_0},$$

то розв'язок задачі (1)-(4), (5), (9) можемо записати у вигляді

$$u_{j,11}(t, r, \varphi, z) =$$

$$= \sum_{p=1}^{n+1} \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{11}(t - \tau, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) f_p(\tau, \rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho d\tau +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \sum_{p=1}^{n+1} \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{11}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) g_p^1(\rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho +$$

$$+ \sum_{p=1}^{n+1} \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} E_{jp}^{11}(t, r, \rho, \varphi, \alpha, z, \xi) g_p^2(\rho, \alpha, \xi) \sigma_p \rho d\xi d\alpha d\rho +$$

$$+ \sum_{p=1}^{n+1} a_{\varphi p}^2 \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{+\infty} \left[W_{jp,1}^{11}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) g_{1p}(\tau, \rho, \xi) + \right.$$

$$\left. + W_{jp,2}^{11}(t, \tau, r, \rho, \varphi, z, \xi) w_{1p}(\tau, \rho, \xi) \right] \sigma_p \rho^{-1} d\xi d\rho d\tau +$$

$$+ \sum_{p=1}^{n+1} a_{zp}^2 \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{R_p} \int_0^{\varphi_0} W_{jp}^{11}(t - \tau, r, \rho, \varphi, \alpha, z) w_p(\tau, \rho, \alpha) \sigma_p \rho d\alpha d\rho d\tau +$$

$$+ \int_0^t \int_{R_{p-1}}^{\varphi_0} \int_0^{+\infty} W_{jr}^{11}(t - \tau, r, \varphi, \alpha, z, \xi) g_0(\tau, \alpha, \xi) d\xi d\alpha d\tau; j = \overline{1, n+1}.$$

З використанням властивостей функцій впливу та функцій Гріна безпосередньо перевіряємо, що функції $u_{j,11}(t, r, \varphi, z)$, визначені формулами (39), задовольняють рівняння (1), початкові умови (2), крайові умови (3)-(5) та умови спряження (9) в сенсі теорії узагальнених функцій.

Єдиність розв'язку (39) впливає із його структури (інтегрального зображення) та єдиності головних розв'язків (функцій впливу та функцій Гріна) гіперболічної початково-крайової задачі (1)-(4), (5), (9).

Можна довести, що при відповідних умовах на вихідні дані, формули (39) визначають обмежений класичний розв'язок розглянутої задачі.

Підсумком викладеного вище є така теорема.

Теорема. Якщо функції $f_j(t, r, \varphi, z)$, $g_j^s(r, \varphi, z)$, $w_j(t, r, \varphi)$, $g_{1j}(t, r, z)$, $w_{1j}(t, r, z)$, ($s=1, 2$; $j=\overline{1, n+1}$) задовольняють умови:

- 1) двічі неперервно диференційовні за кожною змінною;
- 2) мають обмежену варіацію за геометричними змінними;
- 3) абсолютно сумовні за змінною z на півосі $(0; +\infty)$;
- 4) абсолютно сумовні з ваговою функцією $\rho(r) = \sigma(r)r$ за змінною r на кусково-однорідній полярній осі I_n^+ ;
- 5) справджують умови спряження;
- 6) функція $g_0(t, \varphi, z)$ задовольняє умови 1)-3), то гіперболічна початково-крайова задача спряження (1)-(4), (5), (9) має єдиний обмежений класичний розв'язок, який визначається за формулами (39).

Випадки крайових умов (6), (7), (8) на гранях клина можна проаналізувати аналогічно.

Зауваження 1. У випадку $a_{rj} = a_{\varphi j} = a_{zj} \equiv a_j > 0$ формули (38) визначають структури розв'язків розглянутих задач в ізотропному кусково-однорідному клиновидному циліндрично-круговому півпросторі з порожниною.

Зауваження 2. Випадок зміни φ в межах $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$ можна звести до розглянутого заміною $\varphi' = \varphi - \varphi_1$, $\varphi_0 = \varphi_2 - \varphi_1$.

Зауваження 3. Параметр h дозволяє виділяти з формул (38) розв'язки крайових задач у випадках задання на площині $z = 0$ крайових умов 1-го роду ($h \rightarrow +\infty$) і 2-го роду ($h \rightarrow 0$).

Зауваження 4. Параметри $\alpha_{11}^0, \beta_{11}^0$ дозволяють виділяти з формул (38) розв'язки крайових задач спряження у випадках задання на радіальній поверхні $r = R_0$ крайових умов 1-го роду ($\alpha_{11}^0 = 0, \beta_{11}^0 = 1$), 2-го роду ($\alpha_{11}^0 = -1, \beta_{11}^0 = 0$) та 3-го роду $\alpha_{11}^0 = -1, \beta_{11}^0 \equiv \beta > 0$.

Зауваження 5. Аналіз розв'язків (38) залежно від аналітичного виразу заданих функцій проводиться безпосередньо із загальних структур.

Висновки. Методом класичних інтегральних і гібридних інтегральних перетворень у поєднанні з методом головних розв'язків (функцій впливу та функцій Гріна) вперше побудовано єдині точні аналітичні розв'язки гіперболічних крайових задач у кусково-однорідному клиновидному циліндрично-круговому півпросторі з циліндрично-круговою порожниною. Одержані інтегральні зображення розв'язків носять алгоритмічний характер, неперервно залежать від параметрів і даних задачі й можуть бути використані як у теоретичних дослідженнях, так і в практиці інженерних розрахунків математичних моделей коливних процесів у кусково-однорідних середовищах, які описуються циліндричною системою координат.

Список використаних джерел:

1. Hadamard J. Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques: leçons professées à l'Université Yale. Paris: Hermann et cie, 1932. 542 p.
2. Gårding L. Cauchy's Problem for Hyperbolic Equations: Winter And Spring Quarters. University of Chicago, 1957. 240 p.
3. Митропольський Ю. А., Хома Г. П., Громяк М. И. Асимптотические методы исследования квазиволновых уравнений гиперболического типа. Киев: Наук. думка, 1991. 232 с.
4. Самойленко А. М., Ткач Б. П. Численно-аналитические методы в теории периодических решений уравнений с частными производными. Киев: Наук. думка, 1992. 208 с.
5. Конет І. М. Гіперболічні крайові задачі математичної фізики в кусково-однорідних просторових середовищах. Кам'янець-Подільський: Абетка-Світ, 2013. 120 с.
6. Конет І. М., Пилипюк Т. М. Гіперболічні крайові задачі в кусково-однорідних циліндрично-кругових середовищах. Кам'янець-Подільський: Абетка-Світ, 2017. 84 с.
7. Конет І. М., Пилипюк Т. М. Крайові задачі в кусково-однорідних циліндрично-кругових середовищах. Чернівці: Технодрок, 2019. 200 с.
8. Громик А. П., Конет І. М. Гіперболічні крайові задачі математичної фізики в кусково-однорідних циліндричних середовищах. Кам'янець-Подільський: ПП «Видавництво Абетка світ», 2020. 200 с.
9. Сергиенко И. В., Скопецкий В. В., Дейнека В. С. Математическое моделирование и исследование процессов в неоднородных средах. Киев: Наук. думка, 1991. 432 с.
10. Дейнека В. С., Сергиенко И. В., Скопецкий В. В. Модели и методы решения задач с условиями сопряжения. Киев: Наук. думка, 1998. 614 с.
11. Дейнека В. С., Сергиенко И. В. Модели и методы решения задач в неоднородных средах. Киев: Наук. думка, 2001. 606 с.
12. Конет І. М., Ленюк М. П. Стационарні та нестационарні температурні поля в циліндрично-кругових областях. Чернівці: Прут, 2001. 312 с.

13. Громик А. П., Конет І. М., Ленюк М. П. Температурні поля в кусково-однорідних просторових середовищах. Кам'янець-Подільський: Абетка-Світ, 2011. 200 с.
14. Конет І. М., Пилипюк Т. М. Параболічні крайові задачі в кусково-однорідних середовищах. Кам'янець-Подільський: Абетка-Світ, 2016. 244 с.
15. Громик А. П., Конет І. М., Пилипюк Т. М. Гіперболічні крайові задачі математичної фізики в кусково-однорідному клиновидному циліндрично-круговому півпросторі. *Математичне та комп'ютерне моделювання. Серія: Фіз.-мат. науки* : зб. наук. праць. Кам'янець-Подільський: К-ПНУ імені Івана Огієнка, 2025. Вип. 27. С. 5-18.
16. Самойленко В. Г., Конет І. М. Рівняння математичної фізики. Київ: ВПЦ «Київський університет», 2014. 283 с.

HYPERBOLIC BOUNDARY VALUE PROBLEMS OF MATHEMATICAL PHYSICS IN A PIECEWISE HOMOGENEOUS WEDGE-SHAPED CYLINDRICAL- CIRCULAR HALF-SPACE WITH A CAVITY

The unique exact analytical solutions of hyperbolic boundary value problems of mathematical physics in piecewise homogeneous by the radial variable r , wedge-shaped by the angular variable φ , cylindrical-circular half-space with a cavity were constructed at first time by the method of classical integral and hybrid integral transforms in combination with method of main solutions (matrices of influence and Green matrices) in the proposed article.

The cases of assigning on the verge of the wedge the boundary conditions of the 1st kind (Dirichlet) and the 2nd kind (Neumann) and their possible combinations (Dirichlet – Neumann, Neumann – Dirichlet) are considered.

Finite integral Fourier transform by an angular variable φ , an integral Fourier transform on the Cartesian semiaxis $(0; +\infty)$ by an applicative variable z and hybrid Weber-type integral transform on the polar axis $(R_0; +\infty)$ with n conjugate points by the radial variable were used to construct solutions of investigated boundary value problems.

The consistent application of integral transforms by geometric variables allows us to reduce the three-dimensional initial boundary-value problems of conjugation to the Cauchy problem for an ordinary linear inhomogeneous 2nd order differential equation whose unique solution is written in a closed form.

The application of inverse integral transforms to the obtained solution in the space of images restores in an explicit form in the space of the originals the solutions of the considered hyperbolic boundary value problems of mathematical physics through their integral image.

At the same time, the main solutions of the problems are obtained in an explicit form.

Key words: hyperbolic equation, initial and boundary conditions, conjugation conditions, integral transforms, hybrid integral transforms, main solutions.

Отримано: 4.12.2025