

Зміст

4	Дослідження граничних задач математичної фізики та методів побудови їх розв'язків	2
4.1	Поняття узагальнених функцій та дії над ними	2
4.1.1	Узагальнені функції та фізичні розподіли	7
4.1.2	Дії над узагальненими функціями	9
4.1.3	Носій та порядок узагальнених функцій	12
4.1.4	Згортка та регуляризація узагальнених функцій	15
4.2	Фундаментальні розв'язки основних диференціальних операторів	17
4.2.1	Фундаментальні розв'язки операторів Лапласа та Гельмгольца	19
4.2.2	Фундаментальний розв'язок тривимірного оператора Гельмгольца	22
4.2.3	Фундаментальний розв'язок двовимірного оператора Гельмгольца	24
4.2.4	Фундаментальний розв'язок оператора теплопровідності	26
4.2.5	Фундаментальний розв'язок хвильового оператора	29
4.3	Використання фундаментальних розв'язків та функцій Гріна для знаходження розв'язків задач Коші та граничних задач	31
4.3.1	Задача Коші для рівняння теплопровідності	31
4.3.2	Задача Коші для рівняння коливання струни. Формула д'Аламбера	33
4.3.3	Задача Коші для рівняння коливання мембрани та коливання необмеженого об'єму. Формули Пуассона та Кіргофа	36
4.3.4	Функція Гріна граничних задач оператора Гельмгольца	38
4.3.5	Функція Гріна граничних задач оператора теплопровідності	42
4.3.6	Функція Гріна граничних задач хвильового оператора	47
4.4	Методи побудови функції Гріна для канонічних областей	50
4.4.1	Побудова функції Гріна методом відображення рядів для граничних задач оператора Лапласа	50
4.4.2	Задача Діріхле для півпростору	51
4.4.3	Задача Неймана для півпростору	53
4.4.4	Функція Гріна задачі Діріхле для кулі	55
4.4.5	Функція Гріна для областей на площині	58

4.4.6	Функція Гріна першої та другої граничної задачі рівняння теплопровідності для пів прямої	60
4.5	Гармонічні функції та їх властивості	63
4.5.1	Інтегральне представлення функцій класу $C^2(\Omega)$. .	64

4 Дослідження граничних задач математичної фізики та методів побудови їх розв'язків

4.1 Поняття узагальнених функцій та дії над ними

Поняття узагальнених функцій виникло як результат природного розширення класичного поняття функції. Так, виконання деяких дій над класичними функціями виводить за межі таких. Вперше узагальнену функцію в математичні дослідження у 1947 році ввів англійський фізик Поль Дірак у своїх квантово-механічних дослідженнях. Така функція отримала назву δ -функція Дірака. Ця функція дозволяє записати просторову щільність фізичної величини (маси, величини заряду, інтенсивності джерела тепла, сили тощо) зосередженої або прикладеної в одній точці.

Розглянемо приклад, який дає уявлення про δ -функцію.

Приклад 4.1.0.1

Нехай ε -окіл точки x прямої є джерелом тепла одиничної інтенсивності. Будемо припускати також, що джерело рівномірно розподілене по довжині ε -околу. Враховуючи припущення, джерело тепла може бути описане наступною функцією

$$f_\varepsilon(x) = \begin{cases} 0, & x < -\varepsilon, \\ 1/2\varepsilon, & -\varepsilon \leq x < \varepsilon, \\ 0, & \varepsilon \leq x. \end{cases} \quad (4.1.1)$$

Зауваження 4.1.0.1 — При цьому важливо, що сумарна кількість тепла, що виділяється ε -околом дорівнює одиниці, тобто

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_\varepsilon(x) dx = 1. \quad (4.1.2)$$

Припустимо, що фізичний розмір джерела такий малий, що його розмірами можна нехтувати, тобто будемо вважати що джерело є точковим.

В цьому випадку природно визначити функцію

$$f_0(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} f_\varepsilon(x) = \begin{cases} 0, & x \neq 0, \\ \infty, & x = 0. \end{cases} \quad (4.1.3)$$

Легко бачити, що інтеграл Лебега функції $f_0(x)$ існує і дорівнює нулю:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_0(x) dx = 0. \quad (4.1.4)$$

Тобто користуючись звичайним граничним переходом (поточною границею) ми отримуємо функцію, яка не моделює одиничне точкове джерело тепла.

Для коректного визначення граничної функції будемо розглядати замість сильної (поточної) границі, слабку границю.

Введемо набір пробних функцій $D(\mathbb{R}^n) = C_\infty^0(\mathbb{R}^n)$ — множину нескінченно диференційовних в \mathbb{R}^n функцій з компактним носієм.

Зауваження 4.1.0.2 — Нагадаємо, що функція має компактний носій якщо існує куля $U_A(0)$ радіуса A , за межами якої функція обертається в тотожній нуль разом з усіма своїми похідними.

Твердження 4.1.0.1

Виконується рівність

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} f_\varepsilon(x) \varphi(x) dx = \varphi(0) \quad (4.1.5)$$

для довільної $\varphi \in D(\mathbb{R}^1)$.

Доведення. Справді:

$$\begin{aligned}
 \left| \int_{-\infty}^{\infty} f_{\varepsilon}(x) \varphi(x) \, dx - \varphi(0) \right| &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} f_{\varepsilon}(x) (\varphi(x) - \varphi(0)) \, dx \right| \leq \\
 &\leq \frac{1}{2\varepsilon} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} |\varphi(x) - \varphi(0)| \, dx = \\
 &= \frac{\eta(\varepsilon)}{2\varepsilon} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} dx = \eta(\varepsilon) \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} 0.
 \end{aligned} \tag{4.1.6}$$

Це означає, що слабка границя дорівнює $\varphi(0)$ для довільної $\varphi \in D(\mathbb{R}^1)$. \square

Зауваження 4.1.0.3 — Тут ми винесли середнє значення підінтегральної функції $g(x) = |\varphi(x) - \varphi(0)|$ з-під інтегралу, тобто $\eta(\varepsilon) = g(\xi) = |\varphi(\xi) - \varphi(0)|$, де $\xi = \xi(\varepsilon)$ — якась середня точка, $\xi \in (-\varepsilon, \varepsilon)$.

Далі, $|\varphi(\xi) - \varphi(0)| \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow 0$, а $\xi \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ бо $|\xi| < |\varepsilon|$.

Нарешті, $\eta(\varepsilon) \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ адже φ — неперервна, тобто $|\varphi(\xi) - \varphi(0)| \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow 0$, і знову-ж-таки $\xi \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ бо $|\xi| < |\varepsilon|$.

Таким чином δ -функцію Дірака можна визначити, як слабку границю послідовності функції f_{ε} на множині $D(\mathbb{R}^1)$, що збігається до числа $\varphi(0)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Можна записати

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\varepsilon}(x) \varphi(x) \, dx = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \varphi(x) \, dx. \tag{4.1.7}$$

Останню рівність будемо розглядати як лінійний неперервний функціонал, який будь-якій функції φ ставить у відповідність число $\varphi(0)$.

Визначення 4.1.0.1 (узагальненої функції). *Узагальненою функцією* f будемо називати будь-який лінійний неперервний функціонал заданий на множині основних (пробних) функцій $\varphi \in D(\mathbb{R}^n)$.

Зауваження 4.1.0.4 — Лінійність і неперервність розуміємо в традиційному сенсі:

$$\langle f, a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2 \rangle = a_1 \langle f, \varphi_1 \rangle + a_2 \langle f, \varphi_2 \rangle, \quad (4.1.8)$$

і

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \langle f, \varphi_k \rangle = 0, \quad (4.1.9)$$

для довільної $\{\varphi_k\}_{k=1}^{\infty}$ такої, що $D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \varphi_k(x) \xrightarrow[k \rightarrow \infty]{} 0$ для довільних $\alpha_1, \dots, \alpha_n$.

Серед усіх узагальнених функцій виділяють клас регулярних узагальнених функцій.

Визначення 4.1.0.2 (регулярної функції). *Регулярними* називаються функції, які можуть бути представлені у вигляді

$$\varphi \mapsto \langle f, \varphi \rangle = \iiint_{\mathbb{R}^n} f(x) \varphi(x) dx \quad (4.1.10)$$

з функцією $f(x) \in L^1_{\text{loc}}$ — тобто абсолютно інтегрованою функцією на будь-якому компактї, що належить \mathbb{R}^n .

Зауваження 4.1.0.5 — Кожна локально інтегрована функція визначає *єдину* регулярну узагальнену функцію і навпаки, кожна регулярна узагальнена функція визначає *єдину* локально інтегровану функцію.

Зауваження 4.1.0.6 — *Єдиність* означає, що дві локально інтегровані функції співпадають якщо вони відрізняються між собою на множині нульової міри.

Визначення 4.1.0.3 (сингулярної функції). Усі інші лінійні неперервні функціонали визначають *сингулярні* узагальнені функції.

Приклад 4.1.0.2 (сингулярної функції)

δ -функція Дірака.

Зауваження 4.1.0.7 — Дуже часто узагальнені функції називають також *розподілами*.

Хоча сингулярні узагальнені функції є частинним випадком узагальнених функцій, але для їх представлення найчастіше використовується позначення скалярного добутку таке саме як і для регулярних узагальнених функцій.

Справа в тому, що

Твердження 4.1.0.2

Для будь-якої сингулярної узагальненої функції $f : \varphi \mapsto \langle f, \varphi \rangle$ можна побудувати послідовність регулярних узагальнених функцій, яка слабо збігається до неї, тобто $\exists \{f_k\}_{k=1}^\infty, f_k \in L^1_{\text{loc}}(\mathbb{R}^n)$ така, що

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \iiint_{\mathbb{R}^n} f_k(x) \varphi(x) \, dx = \langle f, \varphi \rangle \quad (4.1.11)$$

Зауваження 4.1.0.8 — Ця послідовність не єдина.

Зауваження 4.1.0.9 — δ -функцію ми побудували як границю $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} f_\varepsilon$, яку можна було назвати δ -образною послідовністю.

Можна навести і інші

Приклади 4.1.0.3 (δ -образних послідовностей)

δ -образними послідовностями також є:

- $f_m(x) = \frac{m}{\pi(1 + m^2 x^2)}$;
- $f_m(x) = \frac{\sin mx}{\pi x}$;
- $f_m(x) = \frac{m}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{m^2 x^2}{2} \right\}$.

Зауваження 4.1.0.10 — Константи у знаменниках тут для того, щоби

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_m(x) dx = 1. \quad (4.1.12)$$

4.1.1 Узагальнені функції та фізичні розподіли

Узагальнені функції (часто їх називають розподілами) можна інтерпретувати як розподіл електричних, магнітних зарядів або розподіл мас, тощо. Так наприклад функцію Дірака можна трактувати як щільність з якою розподілена маса, що дорівнює одиниці в точці $x = 0$.

Визначення 4.1.1.1 (зсунутої δ -функції). Аналогічним чином можна ввести і зсунуту функцію Дірака.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - a) \varphi(x) dx = \varphi(a). \quad (4.1.13)$$

Зауваження 4.1.1.1 — Використовуючи цю формулу можна зобразити щільність розподілу зосереджених мас або іншої фізичної величини в точках прямої.

Приклад 4.1.1.1

Так, якщо в точках x_i розташовані зосереджені маси m_i , $i \in I$, то щільність такого розподілу мас можна зобразити у вигляді

$$\rho(x) = \sum_{i \in I} m_i \cdot \delta(x - x_i). \quad (4.1.14)$$

Зауваження 4.1.1.2 — При цьому повну масу, яка зосереджена на прямій можна порахувати за формулою

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) dx = \sum_{i \in I} m_i. \quad (4.1.15)$$

Визначення 4.1.1.2 (δ -функції в \mathbb{R}^n). Аналогічно δ -функції, введених на прямій, можна ввести δ -функцію для n -вимірного евклідового простору:

$$\iiint_{\mathbb{R}^n} \delta(x - a) \varphi(x) \, dx = \varphi(a). \quad (4.1.16)$$

Зауваження 4.1.1.3 — Тоді щільність розподілу точкових мас у просторі можна також записати у вигляді

$$\rho(x) = \sum_{i \in I} m_i \cdot \delta_3(x - x_i). \quad (4.1.17)$$

Нагадаємо

Твердження 4.1.1.1

Точковий одиничний електричний заряд розташований в точці x_0 створює потенціал рівний

$$\iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\delta(y - x_0) \, dy}{4\pi|x - y|} = \frac{1}{4\pi|x - x_0|} \quad (4.1.18)$$

в точці $x \in \mathbb{R}^3$.

Зауваження 4.1.1.4 — В цьому випадку $\delta(y - x_0)$ можна сприймати як щільність одиничного точкового заряду.

Приклад 4.1.1.2

Якщо щільність зарядів $f(y)$ представляє собою локально інтегровану функцію, то маємо для потенціалу електростатичного поля відому формулу електростатики:

$$P(x) = \iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{f(y) \, dy}{4\pi|x - y|}. \quad (4.1.19)$$

Визначення 4.1.1.3 (поверхневої функції Дірака). Узагальненням точкової функції Дірака є так звана *поверхнева функція Дірака* δ_S , яку можна визначити як лінійний неперервний функціонал:

$$\varphi \mapsto \langle \delta_S, \varphi \rangle = \iint_S \varphi(x) dx. \quad (4.1.20)$$

Зауваження 4.1.1.5 — Ця узагальнена функція може бути інтерпретована як щільність розподілу зарядів на поверхні S .

Приклад 4.1.1.3

Потенціал електростатичного поля можна записати у вигляді

$$W(x) = \left\langle \mu(y)\delta_S(y), \frac{1}{4\pi|x-y|} \right\rangle = \iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\mu(y)\delta_S(y) dy}{4\pi|x-y|} = \iint_S \frac{\mu(y) dy}{4\pi|x-y|}. \quad (4.1.21)$$

Визначення 4.1.1.4 (потенціалу просторого шару). Легко бачити, що $W(x)$ представляє собою потенціал електростатичного поля, утворений зарядженою поверхнею S і називається *потенціалом простого шару*.

4.1.2 Дії над узагальненими функціями

Головною перевагою узагальнених функцій є те, що будь-яка узагальнена функція має похідні будь-якого порядку.

Для визначення похідної узагальненої функції розглянемо звичайну неперервно диференційовну функцію $f(x)$ і згадаємо, що виконується наступна

Формула 4.1.2.1 (інтегрування за частинами)

$$\int_{\mathbb{R}^n} D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} f(x) \varphi(x) dx = (-1)^{|\alpha|} \int_{\mathbb{R}^n} f(x) D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \varphi(x) dx, \quad (4.1.22)$$

де $|\alpha| = \alpha_1 + \dots + \alpha_n$, яка є істинною для будь-якої функції $\varphi \in D(\mathbb{R}^n)$.

Права частина цієї рівності має зміст для будь-якої локально-інтегровної функції f .

Таким чином можемо дати

Визначення 4.1.2.1 (похідної локально-інтегровної функції). *Похідною* $D^{\alpha_1 \dots \alpha_n}$ будь-якої локально-інтегровної функції f будемо називати лінійний неперервний функціонал

$$\langle D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} f, \varphi \rangle = (-1)^{|\alpha|} \int_{\mathbb{R}^n} f(x) D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \varphi(x) dx. \quad (4.1.23)$$

Аналогічним чином вводиться похідна і для сингулярних узагальнених функцій.

Визначення 4.1.2.2 (похідної сингулярних функцій). $D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} f$ визначається як лінійний неперервний функціонал

$$\langle D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} f, \varphi \rangle = (-1)^{|\alpha|} \langle f, D^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \varphi \rangle. \quad (4.1.24)$$

Розглянемо приклади обчислення похідних деяких узагальнених функцій:

Приклад 4.1.2.1

Знайти θ' , де

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0, \\ 1, & 0 < x \end{cases} \quad (4.1.25)$$

— функція Хевісайда.

Розв'язок. Розглянемо наступні рівності:

$$\begin{aligned} \langle \theta', \varphi \rangle &= - \int_{-\infty}^{\infty} \theta(x) \varphi'(x) dx = - \int_0^{\infty} \varphi'(x) dx = \\ &= -(\varphi(\infty) - \varphi(0)) = \varphi(0) - \varphi(\infty) = \varphi(0) - 0 = \varphi(0) = \langle \delta, \varphi \rangle. \end{aligned} \quad (4.1.26)$$

Таким чином можна записати $\theta' = \delta$.

Приклад 4.1.2.2

Знайти $\delta^{(2)}$.

Розв'язок.

$$\langle \delta^{(2)}, \varphi \rangle = \langle \delta, \varphi^{(2)} \rangle = \varphi^{(2)}(0). \quad (4.1.27)$$

Приклад 4.1.2.3

f — кусково неперервно-диференційовна функція, яка має в деякій точці x_0 розрив першого роду.

Розв'язок.

$$\begin{aligned} \langle f', \varphi \rangle &= - \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \varphi'(x) dx = \\ &= - \int_{-\infty}^{x_0} f(x) \varphi'(x) dx - \int_{x_0}^{\infty} f(x) \varphi'(x) dx = \\ &= -f(x_0 - 0) \varphi(x_0) + f(x_0 + 0) \varphi(x_0) + \\ &\quad + \int_{-\infty}^{x_0} f(x)' \varphi(x) dx + \int_{x_0}^{\infty} f(x)' \varphi(x) dx = \\ &= \varphi(x_0) [f(x_0)] + \int_{-\infty}^{x_0} f(x)' \varphi(x) dx + \int_{x_0}^{\infty} f(x)' \varphi(x) dx = \\ &= \varphi(x_0) [f(x_0)] + \int_{-\infty}^{\infty} f(x)' \varphi(x) dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left([f(x_0)] \cdot \delta(x - x_0) + \{f(x)'\} \right) \varphi(x) dx, \end{aligned} \quad (4.1.28)$$

де $[f(x_0)] = f(x_0 + 0) - f(x_0 - 0)$, $\{f'(x)\}$ — локально інтегрована функція, яка співпадає з звичайною похідною функції f в усіх точках де вона існує.

Зауваження 4.1.2.1 — Таким чином для функції, яка має скінчену кількість точок розриву першого роду має місце така формула обчислення похідної:

$$f'(x) = \{f'(x)\} + \sum_i [f(x_i)] \delta(x - x_i). \quad (4.1.29)$$

Приклад 4.1.2.4

Нехай функція $f(x)$ задана в просторі \mathbb{R}^3 кусково неперервно-диференційовна і має розрив першого роду на кусково-гладкій поверхні S . Будемо припускати, що поверхня розділяє простір \mathbb{R}^3 на два півпростори \mathbb{R}_+^3 та \mathbb{R}_-^3 .

Розв'язок. Зафіксуємо на S напрям нормалі, яка направлена всередину \mathbb{R}_+^3 .

Визначимо похідну від $f(x)$:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial f}{\partial x_i}, \varphi \right\rangle &= - \iiint_{\mathbb{R}^3} f(x) \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_i} dx = \\ &= - \iiint_{\mathbb{R}_+^3} f(x) \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_i} dx - \iiint_{\mathbb{R}_-^3} f(x) \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_i} dx = \\ &= \iint_S f(x+0) \varphi(x) \cos(n, x_i) dS - \\ &\quad - \iint_S f(x-0) \varphi(x) \cos(n, x_i) dS + \\ &\quad + \iiint_{\mathbb{R}_+^3} \varphi(x) \frac{\partial f(x)}{\partial x_i} dx + \iiint_{\mathbb{R}_-^3} \varphi(x) \frac{\partial f(x)}{\partial x_i} dx = \\ &= \iiint_{\mathbb{R}^3} \left(\left\{ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right\} + [f]_S(x) \cos(n, x_i) \right) \varphi(x) dx. \end{aligned} \tag{4.1.30}$$

де $\{\partial f(x)/\partial x_i\}$ — класична похідна функції $f(x)$ в усіх точках, де вона існує, $[f(x)]_S = (f(x+0) - f(x-0))|_{x \in S}$ — стрибок функції $f(x)$ на поверхні S .

Таким чином можна записати, що

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} = \left\{ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right\} + [f]_S(x) \cos(n, x_i) \delta_S(x). \tag{4.1.31}$$

4.1.3 Носій та порядок узагальнених функцій

Вводячи поняття узагальнених функцій ми використовували множину основних (пробних) функцій $D(\mathbb{R}^n) = C_\infty^0(\mathbb{R}^n)$. Взагалі кажучи, простір

пробних функцій (а таким чином і розподілів) можна узагальнити, ввівши простір основних функцій як $D(\Omega) = C_\infty^0(\Omega)$, тобто клас пробних функцій складається з функцій, які нескінченно-диференційовні в Ω і на границі $\partial\Omega$ перетворюються в нуль разом з усіма своїми похідними.

Для побудови функцій такого класу використовуються ε -шапочки.

Визначення 4.1.3.1 (ε -шапочки). ε -шапочкою називається функція

$$\omega_\varepsilon(x) = \begin{cases} C_\varepsilon \exp \left\{ -\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - |x|^2} \right\}, & |x| \leq \varepsilon, \\ 0, & |x| > \varepsilon. \end{cases} \quad (4.1.32)$$

Зауваження 4.1.3.1 — Сталу C_ε обираємо так, щоби

$$\iiint_{\mathbb{R}^n} \omega_\varepsilon(x) \, dx = 1. \quad (4.1.33)$$

Легко бачити, що

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \iiint_{\mathbb{R}^n} \omega_\varepsilon(x - y) \varphi(y) \, dy = \varphi(x). \quad (4.1.34)$$

Це означає, що ε -шапочки слабо збігаються до $\delta(x)$ при $\varepsilon \rightarrow +0$.

Введемо функцію

$$\eta(x) = \iiint_{\mathbb{R}^n} \chi(x) \omega_\varepsilon(x - y) \, dy, \quad (4.1.35)$$

де $\chi(x)$ — характеристична функція множини $\Omega_{2\varepsilon}$, тобто

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, & x \in \Omega_{2\varepsilon}, \\ 0, & x \notin \Omega_{2\varepsilon}, \end{cases} \quad (4.1.36)$$

а множина $\Omega_{2\varepsilon}$ утворилася з множини Ω шляхом відступу всередину Ω від границі на полосу ширини 2ε .

Тоді будь-яка функція $\varphi(x) = \eta(x)f(x) \in D(\Omega)$ якщо $f(x) \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$.

Таким чином можна утворити достатньо широкий клас пробних функцій.

Зауваження 4.1.3.2 — Узагальнені функції взагалі кажучи не мають значень в окремих точках.

В той же час можна говорити про обертання узагальненої функції на нуль у деякій області.

Визначення 4.1.3.2 (обертання узагальненої функції на нуль). Будемо говорити, що узагальнена функція f *обертається на нуль* у області Ω , якщо $\langle f, \varphi \rangle = 0, \forall \varphi \in D(\Omega)$.

Визначення 4.1.3.3 (нульової множини узагальненої функції). *Нульовою множиною* O_f узагальненої функції f будемо називати об'єднання усіх областей у яких узагальнена функція f обертається на нуль.

Визначення 4.1.3.4 (носія узагальненої функції). *Носієм* $\text{supp} f$ узагальненої функції f називають множину $\mathbb{R}^n \setminus O_f$.

Визначення 4.1.3.5 (порядку узагальненої функції). Будемо говорити, що узагальнена функція f має *порядок сингулярності* (або просто порядок) $\leq j$, якщо

$$f = \sum_{|\alpha| \leq j} D^\alpha g_\alpha, \quad (4.1.37)$$

де $g_\alpha \in L^1_{\text{loc}}(\Omega)$. Якщо число j у цій формулі неможливо зменшити, то кажуть що порядок узагальненої функції f *дорівнює* j .

Нехай f — узагальнена функція порядку j , а φ — довільна пробна функція. За визначенням

$$\langle f, \varphi \rangle = \sum_{|\alpha| \leq j} \langle D^\alpha g_\alpha, \varphi \rangle = \sum_{|\alpha| \leq j} (-1)^{|\alpha|} \iiint_{\Omega} g_\alpha D^\alpha \varphi \, dx, \quad \forall \varphi \in D(\Omega). \quad (4.1.38)$$

Неважко бачити, що права частина цієї формули зберігає зміст не тільки для функцій з класу $D(\Omega)$, але і для функцій ширшого класу $D^j(\Omega)$.

Зауваження 4.1.3.3 — Узагальнені функції порядку j можна визначати як лінійні неперервні функціонали на класі основних функцій $D^j(\Omega)$.

4.1.4 Згортка та регуляризація узагальнених функцій

Нехай $f(x), g(x)$ — дві локально-інтегровні функції в \mathbb{R}^n . При цьому функція

$$h(x) = \iiint_{\mathbb{R}^n} |g(y)f(x-y)| dy \quad (4.1.39)$$

теж буде локально-інтегровна в \mathbb{R}^n .

Визначення 4.1.4.1 (згортки). *Згорткою $f * g$ цих функцій будемо називати функцію*

$$(f * g)(x) = \iiint_{\mathbb{R}^n} f(y)g(x-y) dy = \iiint_{\mathbb{R}^n} g(y)f(x-y) dy = (g * f)(x). \quad (4.1.40)$$

Таким чином згортка є локально-інтегровою функцією і тим самим визначає регулярну узагальнену функцію, яка діє на основні функції за правилом

$$\varphi \mapsto \iiint_{\mathbb{R}^n} (f * g)(\xi)\varphi(\xi) d\xi. \quad (4.1.41)$$

Розглянемо випадок згортки двох функцій f та ψ , де f — узагальнена, а ψ — основна (пробна) функція. Оскільки ψ — фінітна функція, то згортка $f * \psi$ існує, а враховуючи нескінчену гладкість пробної функції, $(f * \psi) \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$.

Визначення 4.1.4.2. *Регуляризацією узагальненої функції f будемо називати функцію $f_\varepsilon = f * \omega_\varepsilon$.*

Зрозуміло, що $f_\varepsilon \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$, а враховуючи властивості ε -шапочки ω_ε легко бачити, що

$$f_\varepsilon \xrightarrow[\varepsilon \rightarrow 0]{w.} f, \quad (4.1.42)$$

тобто довели

Твердження 4.1.4.1

Будь-яка узагальнена функція є слабка границя своїх регуляризацій.

Приклад 4.1.4.1

Розглянемо узагальнену функцію

$$P \frac{1}{x-a}, \quad (4.1.43)$$

яка співпадає на усій числовій прямій з функцією $\frac{1}{x-a}$ за винятком точки a і визначає лінійний неперервний функціонал, який діє за правилом

$$\begin{aligned} \left\langle P \frac{1}{x-a}, \psi \right\rangle &= \text{v.p.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(x)}{x-a} dx = \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{\psi(x)}{x-a} dx + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{\psi(x)}{x-a} dx \right). \end{aligned} \quad (4.1.44)$$

Розглянемо узагальнену функцію

$$P \frac{1}{(x-a)^2}, \quad (4.1.45)$$

яка співпадає на усій числовій прямій з функцією $\frac{1}{(x-a)^2}$ за винятком точки a і визначає лінійний неперервний функціонал, який діє за правилом

$$\begin{aligned} \left\langle P \frac{1}{(x-a)^2}, \psi \right\rangle &= \text{v.p.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx = \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx \right). \end{aligned} \quad (4.1.46)$$

Покажемо, що

$$\left(P \frac{1}{x-a} \right)' = P \frac{1}{(x-a)^2} \quad (4.1.47)$$

з точки зору узагальнених функцій.

Доведення. Справді,

$$\begin{aligned}
\left\langle \left(P \frac{1}{x-a} \right)', \psi \right\rangle &= - \left\langle P \frac{1}{x-a}, \psi' \right\rangle = \\
&= - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{\psi'(x)}{x-a} dx + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{\psi'(x)}{x-a} dx \right) = \\
&= - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{d(\psi(x) - \psi(a))}{x-a} + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{d(\psi(x) - \psi(a))}{x-a} \right) = \\
&= - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\psi(x) - \psi(a)}{x-a} \Big|_{-\infty}^{a-\varepsilon} + \frac{\psi(x) - \psi(a)}{x-a} \Big|_{a+\varepsilon}^{\infty} + \right. \\
&\quad \left. + \int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx \right) = \\
&= - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx \right) - \\
&\quad - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\psi(a-\varepsilon) - \psi(a)}{-\varepsilon} - \frac{\psi(a+\varepsilon) - \psi(a)}{\varepsilon} \right) = \\
&= -\text{v.p.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(x) - \psi(a)}{(x-a)^2} dx = - \left\langle P \frac{1}{(x-a)^2}, \psi \right\rangle.
\end{aligned}$$

(4.1.48)

□

4.2 Фундаментальні розв'язки основних диференціальних операторів

Нехай L — диференціальний оператор порядку m вигляду

$$L = \sum_{|\alpha| \leq m} a_{\alpha}(x) D^{\alpha}. \quad (4.2.1)$$

Розглянемо диференціальне рівняння

$$Lu = f(x). \quad (4.2.2)$$

Визначення 4.2.0.1 (узагальненого розв'язку). Узагальненим розв'язком цього рівняння будемо називати будь-яку узагальнену функцію u , яка задовольняє це рівняння в розумінні виконання рівності:

$$\langle Lu, \varphi \rangle = \langle f, \varphi \rangle \quad (4.2.3)$$

для довільної $\varphi \in D(\Omega)$.

Остання рівність рівнозначна рівності

$$\langle u, L^* \varphi \rangle = \langle f, \varphi \rangle \quad (4.2.4)$$

для довільної $\varphi \in D(\Omega)$.

Тут було введено

Визначення 4.2.0.2 (спряженого оператора). *Спряженим* до оператора L називається оператор що визначається рівністю

$$L^* \varphi = \sum_{|\alpha| \leq m} (-1)^{|\alpha|} D^\alpha (a_\alpha \varphi). \quad (4.2.5)$$

Особливу роль в математичній фізиці відіграють фундаментальні розв'язки для основних диференціальних операторів математичної фізики: (Гельмгольца, теплопровідності, хвильового), які представляють собою узагальнені розв'язки неоднорідних диференціальних рівнянь:

$$(\Delta + k^2) q_k(x) = -\delta(x), \quad (4.2.6)$$

$$\left(a^2 \Delta - \frac{\partial}{\partial t} \right) \varepsilon(x, t) = -\delta(x, t), \quad (4.2.7)$$

$$\left(a^2 \Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi(x, t) = -\delta(x, t) \quad (4.2.8)$$

Визначення 4.2.0.3 (фундаментального розв'язку). Узагальнені функції $q_k(x)$, $\varepsilon(x, t)$, $\psi(x, t)$ називаються фундаментальними розв'язками оператора Гельмгольца, теплопровідності, хвильового відповідно, якщо вони задовольняють відповідні рівняння як узагальнені функції:

$$\iiint_{\mathbb{R}^n} q_k(x) (\Delta + k^2) \varphi(x) dx = -\varphi(0), \quad (4.2.9)$$

$$\iiint_{\mathbb{R}^{n+1}} \varepsilon(x, t) \left(a^2 \Delta + \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi(x, t) dx dt = -\varphi(0, 0), \quad (4.2.10)$$

$$\iiint_{\mathbb{R}^{n+1}} \psi(x, t) \left(a^2 \Delta + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi(x, t) dx dt = -\varphi(0, 0). \quad (4.2.11)$$

Зауваження 4.2.0.1 — Тут $\mathbb{R}^{n+1} = \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}$, простір усіх можливих значень (x, t) . Зрозуміло, що можна було також записати

$$\iiint_{\mathbb{R}^{n+1}} dx dt = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_{\mathbb{R}^n} dx dt, \quad (4.2.12)$$

але було вибрано перше позначення для заощадження часу, місця, а також задля одноманітності.

Зауваження 4.2.0.2 — Неважко зрозуміти, що фундаментальні розв’язки визначені таким чином є неєдиними і визначаються з точністю до розв’язків відповідного однорідного рівняння. Але серед множини фундаментальних розв’язків вибирають такі, які мають певний характер поведінки на нескінченості.

Загальний метод знаходження фундаментальних розв’язків операторів з постійними коефіцієнтами полягає в застосуванні прямого та оберненого перетворення Фур’є по просторовій змінній x та зведення рівняння в частинних похідних до алгебраїчного рівняння у випадку стаціонарного рівняння, або до звичайного диференціального рівняння у випадку нестаціонарного рівняння.

Ми покажемо що деякі узагальнені функції представляють собою фундаментальні розв’язки основних диференціальних операторів.

4.2.1 Фундаментальні розв’язки операторів Лапласа та Гельмгольца

Розглянемо двовимірний оператор Лапласа

$$\Delta_2 = \sum_{i=1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}. \quad (4.2.13)$$

Теорема 4.2.1.1 (про фундаментальний розв'язок двовимірного оператора Лапласа)

Для двохвимірного оператора Лапласа функція

$$q^{(2)}(x) = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|}, \quad (4.2.14)$$

де $|x| = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$, є фундаментальним розв'язком, тобто задовольняє як узагальнена функція рівняння

$$\Delta_2 \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} = -\delta(x) \quad (4.2.15)$$

Зауваження 4.2.1.1 — Тут останню рівність необхідно розуміти як

$$\iint_{\mathbb{R}^2} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \Delta_2 \varphi(x) dx = -\varphi(0), \quad \forall \varphi \in D(\mathbb{R}^2). \quad (4.2.16)$$

Доведення. Перш за все,

$$\begin{aligned} \iint_{\mathbb{R}^2} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \Delta_2 \varphi(x) dx &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{U_R \setminus U_\varepsilon} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \Delta_2 \varphi(x) dx = \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{U_R \setminus U_\varepsilon} \Delta_2 \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \varphi(x) dx + \iint_{S_R} \dots dS + \\ &+ \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{S_\varepsilon} \left(\frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \right) \varphi(x) \right) dS. \end{aligned} \quad (4.2.17)$$

Зауваження 4.2.1.2 — Тут U_R, U_ε — околи нуля такі, що $\text{supp } \varphi \subset U_R$, а U_ε — нескінченно малий окіл.

Також тут позначено $S_R = \partial U_R, S_\varepsilon = \partial U_\varepsilon$.

У свою чергу n — вектор нормалі до S_ε .

Твердження 4.2.1.1Для $x \neq 0$

$$\Delta_2 \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} = 0. \quad (4.2.18)$$

Доведення. Дійсно,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} = -\frac{x_i}{|x|^2}, \quad (4.2.19)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} = \frac{1}{|x|^2} - \frac{2x_i^2}{|x|^4}, \quad (4.2.20)$$

$$\Delta_2 \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{1}{|x|^2} - \frac{2x_i^2}{|x|^4} \right) = 0. \quad (4.2.21)$$

□

Таким чином, перший інтеграл дорівнює нулю. Інтеграл по сфері S_R для великого значення R теж дорівнює нулю за рахунок фінітності пробної функції φ .

Зауваження 4.2.1.3 — Справді, цей інтеграл позначає потік поля $\vec{\varphi}$ через S_R , але $\text{supp } \varphi \subset U_R$, тобто поза $U_{R-\varepsilon}$ для якогось (нового) малого ε поле $\vec{\varphi}$ не діє, а тому його потік дорівнює нулеві.

Обчислимо граничні значення поверхневих інтегралів по сфері S_ε :

$$\begin{aligned} & \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{S_\varepsilon} \left(\frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|} \right) \varphi(x) \right) dS = \\ & = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} \varepsilon \ln \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varphi(\varepsilon \cos \theta, \varepsilon \sin \theta)}{\partial n} d\theta - \int_0^{2\pi} \varepsilon \ln \frac{1}{\varepsilon} \varphi(\varepsilon \cos \theta, \varepsilon \sin \theta) d\theta \right). \end{aligned} \quad (4.2.22)$$

Зауваження 4.2.1.4 — При обчисленні останнього інтегралу враховано, що

$$\frac{\partial}{\partial n} \ln \frac{1}{|x|} \Big|_{x \in S_\varepsilon} = - \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{1}{r} \Big|_{r=\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon}. \quad (4.2.23)$$

Множник ε під знаком інтегралу з'являється як якобіан переходу до полярної системи координат.

Враховуючи неперервну диференційовність функції φ , здійснюючи граничний перехід при $\varepsilon \rightarrow 0$, отримаємо, що перший інтеграл прямує до нуля, а другий до значення $-\varphi(0, 0)$. \square

4.2.2 Фундаментальний розв'язок тривимірного оператора Гельмгольца

Розглянемо тривимірний оператор Гельмгольца:

$$\Delta_3 = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + k^2 \quad (4.2.24)$$

Теорема 4.2.2.1 (про фундаментальний розв'язок тривимірного оператора Гельмгольца)

Для тривимірного оператора Гельмгольца функція

$$q_{\pm}^k(x) = \frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} \quad (4.2.25)$$

є фундаментальним розв'язком, тобто задовольняє як узагальнена функція диференціальному рівнянню:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 q_{\pm}^k(x)}{\partial x_i^2} + k^2 q_{\pm}^k(x) = -\delta(x). \quad (4.2.26)$$

Зауваження 4.2.2.1 — Останнє рівняння треба розуміти як

$$\iiint_{\mathbb{R}^3} q_{\pm}^k(x) \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + k^2 \right) \varphi(x) dx = -\varphi(0) \quad (4.2.27)$$

для довільної $\varphi \in D(\mathbb{R}^3)$.

Доведення. Обчислимо ліву частину останньої рівності:

$$\begin{aligned} \iint_{\mathbb{R}^3} q_{\pm}^k(x) \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + k^2 \right) \varphi(x) \, dx = \\ = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{U_R \setminus U_{\varepsilon}} \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + k^2 \right) \varphi(x) \, dx = \end{aligned} \quad (4.2.28)$$

Обчислимо кожний з інтегралів.

Твердження 4.2.2.1

Для $x \neq 0$

$$\left(\sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + k^2 \right) q_{\pm}^k(x) = 0. \quad (4.2.29)$$

Доведення. Дійсно, для обчислення другої похідної можна скористатися формулою

$$\frac{\partial^2 q_{\pm}^k(x)}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2}{\partial |x|^2} \left(\frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} \right) \left(\frac{\partial |x|}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial |x|} \left(\frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} \right) \left(\frac{\partial^2 |x|}{\partial x_j^2} \right). \quad (4.2.30)$$

У ній по-перше

$$\frac{\partial^2}{\partial |x|^2} \left(\frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} \right) = -\frac{e^{\pm ik|x|}(k^2|x|^2 \pm 2ik|x| - 2)}{4\pi|x|^3}, \quad (4.2.31)$$

і

$$\left(\frac{\partial |x|}{\partial x_j} \right)^2 = \frac{x_j^2}{|x|^2}, \quad (4.2.32)$$

а також

$$\frac{\partial}{\partial |x|} \left(\frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} \right) \left(\frac{\partial^2 |x|}{\partial x_j^2} \right) = \frac{e^{\pm ik|x|}(\pm ik|x| - 1)}{4\pi|x|^5} (|x|^2 - x_j^2). \quad (4.2.33)$$

Після підстановки та приведення подібних отримаємо

$$\left(\sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + k^2 \right) q_{\pm}^k(x) = \frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|^3} \left(-k^2|x|^2 \right) + k^2 \frac{e^{\pm ik|x|}}{4\pi|x|} = 0. \quad (4.2.34)$$

□

Інтеграл по сфері великого радіусу S_R дорівнює нулю за рахунок фінітності пробної функції:

$$\begin{aligned} \iint_{S_\varepsilon} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial n} q_\pm^k(x) dS &= \frac{e^{\pm ik\varepsilon}(\pm ik\varepsilon - 1)}{4\pi\varepsilon^2} \cdot \\ &\cdot \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \varepsilon^2 \sin \theta \frac{\partial \varphi(\varepsilon \cos \psi \cos \theta, \varepsilon \sin \psi \cos \theta, \varepsilon \sin \theta)}{\partial n} d\psi d\theta \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} 0. \end{aligned} \quad (4.2.35)$$

Обчислимо останній поверхневий інтеграл

$$\begin{aligned} \iint_{S_\varepsilon} \frac{\partial q_\pm^k(x)}{\partial n} \varphi(x) dS &= \frac{e^{\pm ik\varepsilon}(\pm ik\varepsilon - 1)}{4\pi\varepsilon^2} \iint_{S_\varepsilon} \varphi(x) dS = \frac{e^{\pm ik\varepsilon}(\pm ik\varepsilon - 1)}{4\pi\varepsilon^2} \cdot \\ &\cdot \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \varepsilon^2 \sin \theta \cdot \varphi(\varepsilon \cos \psi \cos \theta, \varepsilon \sin \psi \cos \theta, \varepsilon \sin \theta) d\psi d\theta \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} -\varphi(0). \end{aligned} \quad (4.2.36)$$

□

Зауваження 4.2.2.2 — З формули для $q_\pm^k(x)$ легко отримати фундаментальний розв’язок для тривимірного оператора Лапласа, тобто показати, що функція

$$\frac{1}{4\pi|x|} \quad (4.2.37)$$

задовольняє наступному рівнянню:

$$\Delta_3 \frac{1}{4\pi|x|} = -\delta(x), \quad x \in \mathbb{R}^3 \quad (4.2.38)$$

Зауваження 4.2.2.3 — Формально формулу $1/4\pi|x|$ можна отримати з $q_\pm^k(x)$ при $k = 0$.

4.2.3 Фундаментальний розв’язок двовимірного оператора Гельмгольца

Теорема 4.2.3.1 (про фундаментальний розв'язок двовимірного оператора Гельмгольца)

Функція

$$q^k(x) = \frac{1}{2\pi} K_0(-ik|x|), \quad (4.2.39)$$

де $x = (x_1, x_2)$ є фундаментальним розв'язком двовимірного оператора Гельмгольца, тобто задовольняє співвідношенню:

$$\iint_{\mathbb{R}^2} q^k(x) \left(\sum_{i=1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + k^2 \right) \varphi(x) dx = \varphi(0). \quad (4.2.40)$$

Зауваження 4.2.3.1 — У формулі для $q^k(x)$ функція $K_\nu(x)$ — функція Бесселя другого роду уявного аргументу ν -порядку і є одним з двох лінійно-незалежних розв'язків лінійного диференціального рівняння Бесселя уявного аргументу:

$$x^2 Y'' + x Y' - (x^2 + \nu^2) Y = 0. \quad (4.2.41)$$

Доведення. Аналогічне доведенню співвідношення для двовимірного оператора Лапласа.

Твердження 4.2.3.1

Для $x \neq 0$

$$\sum_{j=1}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} K_0(-ik|x|) = 0. \quad (4.2.42)$$

Доведення. Обчислимо частинні похідні:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \frac{1}{2\pi} K_0(-ik|x|) &= \\ &= \frac{1}{2\pi} \left(-k^2 K_0''(-ik|x|) \frac{x_j^2}{|x|^2} - ik K_0'(-ik|x|) \frac{|x|^2 - x_j^2}{|x|^3} \right). \end{aligned} \quad (4.2.43)$$

Таким чином

$$\sum_{j=1}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} K_0(-ik|x|) =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(-k^2 K_0''(-ik|x|) - ik K_0'(-ik|x|) \frac{1}{|x|} + k^2 K_0(ik|x|) \right) = 0. \quad (4.2.44)$$

□

Зауваження 4.2.3.2 — Остання рівність стає очевидною якщо помножити останнє рівняння на $|x|^2$ та ввести нову незалежну змінну $\xi = -ik|x|$.

Зауваження 4.2.3.3 — При доведенні необхідної рівності важливим є також характер поведінки фундаментального розв'язку і його першої похідної в околі точки $x = 0$.

Відомо, що

$$K_0(ix) \sim \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|}, \quad (4.2.45)$$

$$K_0'(ix) \sim -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{|x|}, \quad (4.2.46)$$

при $x \rightarrow +0$.

□

4.2.4 Фундаментальний розв'язок оператора теплопровідності

Теорема 4.2.4.1 (про фундаментальний розв'язок оператора теплопровідності)

Фундаментальним розв'язком оператора теплопровідності є

$$\varepsilon(x, t) = \frac{\theta(t)}{(2a\sqrt{\pi t})^n} \cdot \exp \left\{ -\frac{|x|^2}{4a^2 t} \right\}, \quad x \in \mathbb{R}^n \quad (4.2.47)$$

Зауваження 4.2.4.1 — Це означає, що узагальнена функція $\varepsilon(x, t)$ задовольняє інтегральній тотожності:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, t) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + a^2 \Delta \varphi \right) dx dt = -\varphi(0, 0) \quad (4.2.48)$$

для довільної $\varphi \in D(\mathbb{R}^n \times \mathbb{R})$.

Доведення. Очевидно, що $\varepsilon(x, t) \in C^\infty(t > 0)$.

Твердження 4.2.4.1

Ця функція задовольняє рівняння теплопровідності:

$$\left(a^2 \Delta - \frac{\partial}{\partial t}\right) \varepsilon(x, t) = 0, \quad t > 0, \quad x \in \mathbb{R}^n. \quad (4.2.49)$$

Доведення. Обчислимо частинні похідні:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \left(\frac{|x|^2}{4a^2 t^2} - \frac{n}{2t}\right) \varepsilon, \quad (4.2.50)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = -\frac{x_i}{2a^2 t} \varepsilon, \quad (4.2.51)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_i^2} = \left(\frac{x_i^2}{4a^2 t^2} - \frac{1}{2a^2 t}\right) \varepsilon. \quad (4.2.52)$$

Підставляючи знайдені похідні в оператор теплопровідності встановимо справедливість співвідношення. \square

Повертаємося до доведення інтегральної тотожності:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_{\mathbb{R}^n} \varepsilon(x, t) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + a^2 \Delta \varphi\right) dx dt &= \\ &= \lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ R \rightarrow \infty}} \int_{\tau}^{\infty} \iiint_{U_R} \varepsilon(x, t) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + a^2 \Delta \varphi\right) dx dt = \\ &= \lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ R \rightarrow \infty}} \left(\int_{\tau}^{\infty} \iiint_{U_R} \varphi(x, t) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - a^2 \Delta \varepsilon\right) dx dt + \right. \\ &\quad \left. + \int_{\tau}^{\infty} \iint_{S_R} a^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \varepsilon - \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \varphi\right) dS_r dt + \iiint_{U_R} \varepsilon \varphi|_{\tau}^{\infty} dx \right) = \\ &= - \lim_{\tau \rightarrow 0} \iiint_{\mathbb{R}^n} \varphi(x, \tau) \varepsilon(x, \tau) dx \quad (4.2.53) \end{aligned}$$

Можна показати, що

$$\iiint_{\mathbb{R}^n} \frac{\exp \left\{ -\frac{|x|^2}{4a^2 t} \right\}}{(2a\sqrt{\pi t})^n} dx = 1, \quad t > 0. \quad (4.2.54)$$

Твердження 4.2.4.2

$$\frac{\exp \left\{ -\frac{|x|^2}{4a^2 \tau} \right\}}{(2a\sqrt{\pi \tau})^n} \xrightarrow[\tau \rightarrow +0]{w.} \delta(x). \quad (4.2.55)$$

Доведення. Дійсно

$$\begin{aligned} \left| \iiint_{\mathbb{R}^n} \frac{\exp \left\{ -\frac{|x|^2}{4a^2 \tau} \right\}}{(2a\sqrt{\pi \tau})^2} (\varphi(x) - \varphi(0)) dx \right| &\leq \\ &\leq \frac{K}{(2a\sqrt{\pi \tau})^n} \iiint_{\mathbb{R}^3} \exp \left\{ -\frac{|x|^2}{4a^2 \tau} \right\} |x| dx = A, \end{aligned} \quad (4.2.56)$$

де $K = \max_x |\varphi'(x)|$. □

Для обчислення останнього інтегралу перейдемо до узагальненої сферичної системи координат та введемо нову змінну: $\xi = r/2a\sqrt{\tau}$:

$$\begin{aligned} A &= \frac{K\sigma_n}{(2a\sqrt{\pi \tau})^n} \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \exp \left\{ -\frac{r^2}{4a^2 \tau} \right\} r^n dr = \\ &= \frac{2a\sqrt{\tau}K\sigma_n}{\pi^{n/2}} \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^{R/2a\sqrt{\tau}} e^{-\xi^2} \xi^n d\xi = \\ &= \frac{2a\sqrt{\tau}K\sigma_n}{\pi^{n/2}} \int_0^\infty e^{-\xi^2} \xi^n d\xi = \\ &= O(\sqrt{\tau}) \xrightarrow{\tau \rightarrow +0} 0. \end{aligned} \quad (4.2.57)$$

□

4.2.5 Фундаментальний розв'язок хвильового оператора

Теорема 4.2.5.1 (про фундаментальний розв'язок одновимірного хвильового оператора)

Узагальнена функція

$$\psi_1(x, t) = \frac{1}{2a} \theta(at - |x|) \quad (4.2.58)$$

є фундаментальним розв'язком одновимірного хвильового оператора, тобто задовольняє інтегральному співвідношенню:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) dx dt = -\varphi(0, 0) \quad (4.2.59)$$

для довільної $\varphi \in D(\mathbb{R}^2)$.

Доведення. Обчислимо ліву частину останнього виразу:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) dx dt &= \\ &= -\frac{1}{2a} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{|x|/a}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} dt dx + \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \int_{-at}^{at} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} dx dt = \\ &= \frac{1}{2a} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \varphi(x, |x|/a)}{\partial t} dx + \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi(at, t)}{\partial x} - \frac{\partial \varphi(-at, t)}{\partial x} \right) dt = \\ &= \frac{1}{2a} \int_0^{\infty} \frac{\partial \varphi(x, |x|/a)}{\partial t} dx + \frac{1}{2a} \int_0^{\infty} \frac{\partial \varphi(-x, |x|/a)}{\partial t} dx + \\ &\quad + \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi(at, t)}{\partial x} - \frac{\partial \varphi(-at, t)}{\partial x} \right) dt = (\star) \quad (4.2.60) \end{aligned}$$

Зауваження 4.2.5.1 — Зрозуміло, що третій інтеграл $= 0$, адже ми інтегруємо частинну похідну функції що не залежить від змінної x по змінній x , тобто підінтегральна функція дорівнює нулеві.

В першому та другому інтегралах введемо нову змінну $x = at$, отримаємо

$$\begin{aligned}
 (\star) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\partial \varphi(at, t)}{\partial t} dt + \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\partial \varphi(-at, t)}{\partial t} dt = \\
 &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\varphi(at, t)}{dt} dt + \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\varphi(-at, t)}{dt} dt = \\
 &= -\frac{\varphi(0, 0)}{2} - \frac{\varphi(0, 0)}{2} = -\varphi(0, 0).
 \end{aligned} \tag{4.2.61}$$

Зауваження 4.2.5.2 — Тут ми вкотре скористалися скінченністю носія φ (фінітністю пробної функції):

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\varphi(at, t)}{dt} dt &= \frac{1}{2} \int_0^\infty d\varphi(at, t) = \\
 &= \frac{\varphi(at, t)}{2} \Big|_0^\infty = \\
 &= \frac{\varphi(a \cdot \infty, \infty) - \varphi(a \cdot 0, 0)}{2} = \\
 &= \frac{0 - \varphi(0, 0)}{2} = -\frac{\varphi(0, 0)}{2}.
 \end{aligned} \tag{4.2.62}$$

□

Зауваження 4.2.5.3 — Без доведення наведемо вигляд фундаментального розв'язку для двовимірного та тривимірного хвильового оператора.

$$\psi_2(x, t) = \frac{\theta(at - |x|)}{2\pi a \sqrt{a^2 t^2 - |x|^2}}, \quad x \in \mathbb{R}^2, \tag{4.2.63}$$

$$\psi_3(x, t) = \frac{\theta(t)}{4\pi a^2 t} \delta_{Sat}(x), \quad x \in \mathbb{R}^3. \tag{4.2.64}$$

4.3 Використання фундаментальних розв'язків та функцій Гріна для знаходження розв'язків задач Коші та граничних задач

Фундаментальні розв'язки оператора теплопровідності та хвильового оператора можна ефективно використовувати для побудови розв'язків задач Коші для рівняння теплопровідності, або хвильового рівняння.

4.3.1 Задача Коші для рівняння теплопровідності

Приклад 4.3.1.1

Розглянемо задачу Коші для рівняння теплопровідності:

$$\begin{cases} a^2 \Delta u(x, t) - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = -F(x, t), & t > 0, \quad x \in \mathbb{R}^n, \\ u(x, 0) = u_0(x). \end{cases} \quad (4.3.1)$$

Для отримання необхідної формули запишемо диференціальне рівняння для фундаментального розв'язку $\varepsilon(x - \xi, t - \tau)$ по парі аргументів ξ, τ :

$$a^2 \Delta_\xi \varepsilon(x - \xi, t - \tau) + \frac{\partial \varepsilon(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau). \quad (4.3.2)$$

Зауваження 4.3.1.1 — Оскільки диференціювання ведеться по аргументах ξ, τ то фундаментальний розв'язок задовольняє спряженому рівнянню теплопровідності.

Запишемо рівняння теплопровідності відносно незалежних змінних ξ, τ :

$$a^2 \Delta u(\xi, \tau) - \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \tau} = -F(\xi, \tau). \quad (4.3.3)$$

Останнє рівняння домножимо на $\varepsilon(x - \xi, t - \tau)$, а рівняння (4.3.2) — на $u(\xi, \tau)$, від першого відніме друге та проінтегруємо результат по змінній

$\xi \in U_R$ і по змінній $\tau \in [0, t + \alpha]$ для якогось $\alpha > 0$. Отримаємо

$$\begin{aligned}
& \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} a^2(\varepsilon(x - \xi, t - \tau)\Delta u(\xi, \tau) - u(\xi, \tau)\Delta \varepsilon(x - \xi, t - \tau)) d\xi d\tau - \\
& - \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} \frac{\partial(\varepsilon(x - \xi, t - \tau)u(\xi, \tau))}{\partial \tau} d\xi d\tau = \\
& = - \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} F(\xi, \tau)\varepsilon(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau + \\
& + \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} \delta(x - \xi)\delta(t - \tau)u(\xi, \tau) d\xi d\tau.
\end{aligned} \tag{4.3.4}$$

Для обчислення першого інтегралу лівої частини застосуємо другу формулу Гріна, другий інтеграл спростимо, обчисливши інтеграл від похідної по змінній τ , другий інтеграл у правій частині рівності обчислимо з використанням властивості δ -функції Дірака. В результаті отримаємо:

$$\begin{aligned}
& \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} a^2(\varepsilon(x - \xi, t - \tau)\Delta(\xi, \tau) - u(\xi, \tau)\Delta \varepsilon(x - \xi, t - \tau)) d\xi d\tau = \\
& = a^2 \int_0^{t+\alpha} \iint_{S_R} \left(\varepsilon(x - \xi, t - \tau) \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial n_\xi} - u(\xi, \tau) \frac{\partial \varepsilon(x - \xi, t - \tau)}{\partial n_\xi} \right) dS_\xi d\tau,
\end{aligned} \tag{4.3.5}$$

і

$$\begin{aligned}
& - \int_0^{t+\alpha} \iiint_{U_R} \frac{\partial(\varepsilon(x - \xi, t - \tau)u(\xi, \tau))}{\partial \tau} d\xi d\tau = \\
& = - \iiint_{U_R} \varepsilon(x - \xi, -\alpha)u(\xi, t + \alpha) d\xi + \iiint_{U_R} \varepsilon(x - \xi, t)u(\xi, 0) d\xi.
\end{aligned} \tag{4.3.6}$$

Врахуємо, що $\varepsilon(x - \xi, -\alpha) = 0$ при $\alpha > 0$. Спрямуємо радіус кулі $R \rightarrow \infty$, та врахуємо поведінку фундаментального розв'язку в нескінченно віддалених точці, отримаємо, що поверхневі інтеграли обертаються в нуль. В результаті остаточних спрощень отримаємо

Формула 4.3.1.1 (інтегрального представлення розв'язку задачі Коші для рівняння теплопровідності)

$$u(x, t) = \int_0^t \iiint_{\mathbb{R}^n} F(\xi, \tau) \varepsilon(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau + \iiint_{\mathbb{R}^n} \varepsilon(x - \xi, t) u_0(\xi) d\xi. \quad (4.3.7)$$

4.3.2 Задача Коші для рівняння коливання струни. Формула д'Аламбера

Приклад 4.3.2.1

Розглянемо задачу Коші для рівняння коливання струни

$$\begin{cases} a^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = -F(x, t), & t > 0, \quad x \in \mathbb{R}^1, \\ u(x, 0) = u_0(x), \\ \frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = v_0(x). \end{cases} \quad (4.3.8)$$

Для знаходження формули інтегрального представлення розв'язку цієї задачі Коші запишемо рівняння, якому задовольняє фундаментальний розв'язок:

$$a^2 \frac{\partial^2 \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau^2} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau). \quad (4.3.9)$$

Над цими рівняннями проведемо наступні дії аналогічні попередньому випадку:

1. перше помножимо на $\psi_1(x - \xi, t - \tau)$;
2. друге помножимо на $u(\xi, \tau)$;
3. аргументи x, t першого перепозначимо через ξ, τ відповідно;
4. відніmemo від першого рівняння друге та проінтегруємо по $\tau \in (0, t)$ та по $\xi \in (-R, R)$.

Будемо мати:

$$\begin{aligned}
& \int_0^t \int_{-R}^R a^2 \left(\psi_1(x - \xi, t - \tau) \frac{\partial^2 u(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} - u(\xi, \tau) \frac{\partial^2 \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \xi^2} \right) d\xi d\tau - \\
& - \int_0^t \int_{-R}^R \left(\psi_1(x - \xi, t - \tau) \frac{\partial^2 u(\xi, \tau)}{\partial \tau^2} - u(\xi, \tau) \frac{\partial^2 \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau^2} \right) d\xi d\tau = \\
& = - \int_0^t \int_{-R}^R \psi_1(x - \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \int_0^t \int_{-R}^R \delta(x - \xi) \delta(t - \tau) u(\xi, \tau) d\xi d\tau
\end{aligned} \tag{4.3.10}$$

Застосуємо до першого та другого інтегралів формулу інтегрування за частинами:

$$\begin{aligned}
& \int_0^t a^2 \left(\psi_1(x - \xi, t - \tau) \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \xi} - u(\xi, \tau) \frac{\partial \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \xi} \right) \Big|_{\xi=-R}^{\xi=R} d\tau - \\
& - \int_{-R}^R \left(\psi_1(x - \xi, t - \tau) \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \tau} - u(\xi, \tau) \frac{\partial \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \right) \Big|_{\tau=0}^{\tau=t} d\xi = \\
& = - \int_0^t \int_{-R}^R \psi(x - \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + u(x, t).
\end{aligned} \tag{4.3.11}$$

Виконаємо необхідні підстановки та спрямуємо $R \rightarrow \infty$, отримаємо, що перший інтеграл в лівій частині тотожно перетворюється в нуль за рахунок властивостей фундаментального розв'язку. В другому інтегралі у лівій частині верхня підстановка перетворюється в нуль за рахунок властивостей фундаментального розв'язку, а нижню підстановку можна перетворити з використанням початкових умов задачі Коші.

$$\begin{aligned}
u(x, t) &= \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x - \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau - \\
& - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \psi_1(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0} u_0(\xi) d\xi + \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x - \xi, t) v_0(\xi) d\xi.
\end{aligned} \tag{4.3.12}$$

Цю проміжну формулу можна конкретизувати обчисливши відповідні інтеграли, враховуючи конкретний вигляд фундаментального розв'язку

$$\psi_1(x - \xi, t - \tau) = \frac{\theta(a(t - \tau) - |x - \xi|)}{2a}. \quad (4.3.13)$$

Обчислимо перший інтеграл:

$$\int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x - \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau = \frac{1}{2a} \int_0^t \int_{x-a(t-\tau)}^{x+a(t-\tau)} F(\xi, \tau) d\xi d\tau. \quad (4.3.14)$$

Аналогічно попередньому можна записати третій інтеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x - \xi, t) v_0(\xi) d\xi = \frac{1}{2a} \int_{x-at}^{x+at} v_0(\xi) d\xi. \quad (4.3.15)$$

Для обчислення другого інтегралу, обчислимо спочатку похідну від фундаментального розв'язку, яка фігурує під знаком інтегралу:

$$\left. \frac{\partial \psi_1(x - \xi, t)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = \frac{\partial}{\partial \tau} \left. \frac{\theta(a(t - \tau) - |x - \xi|)}{2a} \right|_{\tau=0} = -\frac{1}{2} \delta(at - |x - \xi|). \quad (4.3.16)$$

Враховуючи вигляд похідної фундаментального розв'язку, запишемо другий інтеграл у вигляді:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \delta(at - |x - \xi|) u_0(\xi) d\xi = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^x \delta(at + \xi - x) u_0(\xi) d\xi + \frac{1}{2} \int_x^{\infty} \delta(at - \xi + x) u_0(\xi) d\xi = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^x \delta(\xi - (x - at)) u_0(\xi) d\xi + \frac{1}{2} \int_x^{\infty} \delta(\xi - (x + at)) u_0(\xi) d\xi = \\ &= \frac{u_0(x - at) + u_0(x + at)}{2}. \end{aligned} \quad (4.3.17)$$

Таким чином остаточно можемо записати

Формула 4.3.2.1 (д'Аламбера)

Розв'язок задачі Коші для рівняння коливання струни:

$$u(x, t) = \frac{u_0(x - at) + u_0(x + at)}{2} + \frac{1}{2a} \int_{x-at}^{x+at} v_0(\xi) d\xi + \frac{1}{2a} \int_0^t \int_{x-a(t-\tau)}^{x+a(t-\tau)} F(\xi, \tau) d\xi d\tau. \quad (4.3.18)$$

4.3.3 Задача Коші для рівняння коливання мембрани та коливання необмеженого об'єму. Формули Пуассона та Кіргофа

Приклад 4.3.3.1

Будемо розглядати задачу Коші для двовимірного або тривимірного хвильового рівняння:

$$\begin{cases} a^2 \Delta u(x, t) - u_{tt}(x, t) = -F(x, t), & t > 0, \quad x \in \mathbb{R}^n, \quad n = 2, 3, \\ u(x, 0) = u_0(x), \\ u_t(x, 0) = v_0. \end{cases} \quad (4.3.19)$$

Використовуючи перетворення аналогічні випадку формули д'Аламбера, можемо отримати проміжну формулу для розв'язання двовимірної або тривимірної задач Коші:

$$\begin{aligned} u(x, t) = & \int_0^t \iiint_{\mathbb{R}^n} \psi_n(x - \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau - \\ & - \iiint_{\mathbb{R}^n} \left. \frac{\partial \psi_n(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} u_0(\xi) d\xi + \\ & + \int_{\mathbb{R}^n} \psi_n(x - \xi, t) v_0(\xi) d\xi. \end{aligned} \quad (4.3.20)$$

Використовуючи вигляд фундаментального розв'язку для двовимірного випадку:

$$\psi_2(x, t) = \frac{\theta(at - |x|)}{2\pi a \sqrt{a^2 t^2 - |x|^2}}, \quad x \in \mathbb{R}^2 \quad (4.3.21)$$

та проміжну формулу запишемо формулу Пуассона. Обчислимо перший інтеграл:

$$\int_0^t \iint_{\mathbb{R}^2} \psi_2(x - \xi, t) F(\xi, \tau) d\xi = \frac{1}{2a\pi} \int_0^t \iint_{|\xi-x| < a(t-\tau)} \frac{F(\xi, \tau) d\xi}{\sqrt{a^2(t-\tau)^2 - |\xi-x|^2}}. \quad (4.3.22)$$

Запишемо третій інтеграл:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(x - \xi, t) v_0(\xi) d\xi = \frac{1}{2a\pi} \iint_{|\xi-x| < at} \frac{v_0(\xi) d\xi}{\sqrt{a^2 t^2 - |x - \xi|^2}}. \quad (4.3.23)$$

Нарешті запишемо другий інтеграл:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \psi_2(x - \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0} u_0(\xi) d\xi = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_{|\xi-x| < at} \frac{u_0(\xi) d\xi}{2a\pi \sqrt{a^2 t^2 - |\xi - x|^2}}. \quad (4.3.24)$$

Зводячи усі три інтеграли в одну формулу отримаємо

Формула 4.3.3.1 (Пуассона)

Розв'язок задачі Коші коливання мембрани

$$\begin{aligned} u(x, t) = & \frac{1}{2a\pi} \int_0^t \iint_{|\xi-x| < a(t-\tau)} \frac{F(\xi, \tau) d\xi d\tau}{\sqrt{a^2(t-\tau)^2 - |\xi-x|^2}} + \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{|\xi-x| < at} \frac{u_0(\xi) d\xi}{2a\pi \sqrt{a^2 t^2 - |\xi-x|^2}} + \\ & + \frac{1}{2a\pi} \iint_{|\xi-x| < at} \frac{v_0(\xi) d\xi}{\sqrt{a^2 t^2 - |x - \xi|^2}}. \end{aligned} \quad (4.3.25)$$

Без доведення наведемо

Формула 4.3.3.2 (Кіргофа)

Для тривимірної задачі Коші хвильового рівняння:

$$\begin{aligned} u(x, t) = & \frac{1}{4\pi a^2} \iiint_{|x-\xi| < at} \frac{F(\xi, t - |x - \xi|/a)}{|x - \xi|} d\xi + \\ & + \frac{1}{4\pi a^2 t} \iint_{|x-\xi|=at} v_0(\xi) dS_\xi + \\ & + \frac{1}{4\pi a^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\iint_{|x-\xi|=at} u_0(\xi) dS_\xi \right). \end{aligned} \quad (4.3.26)$$

4.3.4 Функція Гріна граничних задач оператора Гельмгольца

При розв'язанні задач Коші для рівняння теплопровідності та хвильового рівняння ми використовували фундаментальний розв'язок відповідного оператора, який дозволяв врахувати вплив вільного члена рівняння та початкових умов. Для розв'язання граничних задач, для яких розв'язок треба шукати в деякій обмеженій області на границі якої повинні виконуватися деякі граничні умови, треба використовувати спеціальні фундаментальні розв'язки. Крім того ці спеціальні фундаментальні розв'язки повинні задовольняти однорідним граничним умовам. Такі спеціальні фундаментальні розв'язки отримали назву функцій Гріна граничної задачі певного роду для відповідного диференціального рівняння.

Приклад 4.3.4.1

Будемо розглядати граничні задачі для рівняння Гельмгольца:

$$\begin{cases} (\Delta + k^2)u(x) = -F(x), & x \in \Omega, \\ \ell_i u(x)|_{x \in S} = f(x), & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.27)$$

Використаємо позначення для граничних операторів:

$$\ell_1 u(x)|_{x \in S} = u(x)|_{x \in S}, \quad (4.3.28)$$

$$\ell_2 u(x)|_{x \in S} = \frac{\partial u(x)}{\partial n} \Big|_{x \in S}, \quad (4.3.29)$$

$$\ell_3 u(x)|_{x \in S} = \frac{\partial u(x)}{\partial n} + \alpha(x)u(x) \Big|_{x \in S}, \quad (4.3.30)$$

— граничні умови першого, другого або третього роду. Зауважимо, що в найпростішому випадку в кожній точці границі виконується умова першого, другого або третього роду, у зв'язку з чим і граничні задачі називають першою, другою або третьою для рівняння Гельмгольца.

Визначення 4.3.4.1 (функції Гріна). Функцію $G_i^k(x, \xi)$ будемо називати *функцією Гріна* першої другої або третьої граничної задачі в області Ω з границею S оператора Гельмгольца, якщо ця функція є розв'язком граничної задачі:

$$\begin{cases} (\Delta_x + k^2)G_i^k(x, \xi) = -\delta(x - \xi), & x, \xi \in \Omega, \\ \ell_i G_i^k(x, \xi) \Big|_{x \in S} = 0, & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.31)$$

Оскільки функція Гріна задовольняє рівняння з такою ж правою частиною як і фундаментальний розв'язок (лише зі здвигом на ξ), то для визначення функції Гріна можна надати наступне еквівалентне визначення:

Визначення 4.3.4.2 (еквівалентне означення функції Гріна). Функцію $G_i^k(x, \xi)$ будемо називати функцією Гріна першої другої або третьої граничної задачі в області Ω з границею S оператора Гельмгольца, якщо ця функція може бути представлена у вигляді

$$G_i^k(x, \xi) = q_{\pm}^k(x - \xi) + g_i^k(x, \xi), \quad (4.3.32)$$

де $q_{\pm}^k(x - \xi)$ є фундаментальним розв'язком оператора Гельмгольца, а функція g_i^k задовольняє граничній задачі:

$$\begin{cases} (\Delta_x + k^2)g_i^k(x, \xi) = -\delta(x - \xi), & x, \xi \in \Omega, \\ \ell_i g_i^k(x, \xi) \Big|_{x \in S} = -\ell_i q_{\pm}^k(x) \Big|_{x \in S}, & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.33)$$

Твердження 4.3.4.1

Функція Гріна $G_i^k(x, \xi) = G_i^k(\xi, x)$, $x, \xi \in \Omega$, $i = 1, 2, 3$, тобто є симетричною функцією своїх аргументів.

Доведення. Для цього розглянемо рівняння для функції Гріна з параметром η :

$$(\Delta_x + k^2)G_i^k(x, \eta) = -\delta(x - \eta), \quad x, \eta \in \Omega \quad (4.3.34)$$

Рівняння з визначення помножимо на $G_i^k(x, \eta)$, а останнє рівняння — на $G_i^k(x, \xi)$, віднімемо від першого рівняння друге і проінтегруємо па аргументу $x \in \Omega$:

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} (G_i^k(x, \eta)(\Delta_x + k^2)G_i^k(x, \xi) - G_i^k(x, \xi)(\Delta_x + k^2)G_i^k(x, \eta)) \, dx = \\ & = \iiint_{\Omega} (-G_i^k(x, \eta)\delta(x - \xi) + G_i^k(x, \xi)\delta(x - \eta)) \, dx \end{aligned} \quad (4.3.35)$$

До лівої частини застосуємо другу формулу Гріна, а інтеграл в правій частині обчислюється безпосередньо:

$$-G_i^k(\xi, \eta) + G_i^k(\eta, \xi) = \iint_S \left(G_i^k(x, \eta) \frac{\partial G_i^k(x, \xi)}{\partial n_x} - G_i^k(x, \xi) \frac{\partial G_i^k(x, \eta)}{\partial n_x} \right) \, dS_x. \quad (4.3.36)$$

Поверхневий інтеграл останнього співвідношення дорівнює нулю для кожного $i = 1, 2, 3$. Дійсно при $i = 1$:

$$G_1^k(x, \xi)|_{x \in S} = G_1^k(x, \eta)|_{x \in S} \equiv 0, \quad (4.3.37)$$

при $i = 2$:

$$\frac{\partial G_2^k(x, \xi)}{\partial n} \Big|_{x \in S} = \frac{\partial G_2^k(x, \eta)}{\partial n} \Big|_{x \in S} \equiv 0, \quad (4.3.38)$$

при $i = 3$:

$$\frac{\partial G_3^k(x, \xi)}{\partial n} + \alpha(x)G_3^k(x, \xi) \Big|_{x \in S} = \frac{\partial G_3^k(x, \eta)}{\partial n} + \alpha(x)G_3^k(x, \eta) \Big|_{x \in S} \equiv 0, \quad (4.3.39)$$

що забезпечує рівність нулю поверхневого інтегралу для граничних умов будь-якого роду. \square

Враховуючи симетричність функції Гріна отримаємо формули інтегрального представлення розв'язків трьох основних граничних задач рівняння Гельмгольца.

Для цього запишемо граничну задачу відносно аргументу ξ :

$$\begin{cases} (\Delta + k^2)u(\xi) = -F(\xi), & \xi \in \Omega, \\ \ell_i u(\xi)|_{\xi \in S} = f(\xi), & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.40)$$

Враховуючи симетрію функції Гріна та парність δ -функції Дірака, запишемо систему у вигляді:

$$\begin{cases} (\Delta_\xi + k^2)G_i^k(x, \xi) = -\delta(x - \xi), & x, \xi \in \Omega, \\ \ell_i G_i^k(x, \xi)|_{x \in S} = 0, & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.41)$$

Проведемо наступні перетворення: першу систему помножимо на $G_i^k(x, \xi)$, а другу помножимо на $u(\xi)$, віднімемо від першої рівності другу і проінтегруємо по змінній $\xi \in \Omega$:

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} (G_i^k(x, \xi)(\Delta + k^2)u(\xi) - u(\xi)(\Delta_\xi + k^2)G_i^k(x, \xi)) d\xi = \\ & = \iiint_{\Omega} (-G_i^k(x, \xi)F(\xi) + u(\xi)\delta(x - \xi)) d\xi. \end{aligned} \quad (4.3.42)$$

Застосуємо до лівої частини рівності другу формулу Гріна, а другий інтеграл в правій частині обчислимо безпосередньо враховуючи властивості δ -функції Дірака:

$$\begin{aligned} u(x) &= \iiint_{\Omega} G_i^k(x, \xi)F(\xi) d\xi + \\ &+ \iint_S \left(G_i^k(x, \xi) \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \frac{\partial G_i^k(x, \xi)}{\partial n_\xi} \right) dS_\xi. \end{aligned} \quad (4.3.43)$$

Проміжну формулу можна конкретизувати для кожної з трьох граничних задач:

1. Нехай $i = 1$, тоді

$$G_1^k(x, \xi)|_{\xi \in S} = 0, \quad u(\xi)|_{\xi \in S} = f(\xi), \quad (4.3.44)$$

і тоді формула прийме наступний вигляд:

$$u(x) = \iiint_{\Omega} G_1^k(x, \xi)F(\xi) d\xi - \iint_S \left(\frac{\partial G_1^k(x, \xi)}{\partial n_\xi} f(\xi) \right) dS_\xi. \quad (4.3.45)$$

2. Нехай $i = 2$, тоді

$$\frac{\partial G_2^k(x, \xi)}{\partial n_\xi} \Big|_{\xi \in S} = 0, \quad \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} \Big|_{\xi \in S} = f(\xi), \quad (4.3.46)$$

і формула приймає вигляд:

$$u(x) = \iiint_{\Omega} G_2^k(x, \xi) F(\xi) d\xi + \iint_S (G_2^k(x, \xi) f(\xi)) dS_{\xi}. \quad (4.3.47)$$

3. У випадку $i = 3$

$$\left. \frac{\partial G_3^k(x, \xi)}{\partial n_{\xi}} + \alpha(\xi) G_3^k(x, \xi) \right|_{\xi \in S} = 0, \quad \left. \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} + \alpha(\xi) u(\xi) \right|_{\xi \in S} = f(\xi). \quad (4.3.48)$$

Розв'язок має вигляд:

$$u(x) = \iiint_{\Omega} G_3^k(x, \xi) F(\xi) d\xi + \iint_S (G_3^k(x, \xi) f(\xi)) dS_{\xi}. \quad (4.3.49)$$

Вправа 4.3.4.1. Доведіть останню формулу.

4.3.5 Функція Гріна граничних задач оператора теплопровідності

Будемо розглядати граничні задачі для рівняння теплопровідності:

$$\begin{cases} a^2 \Delta u(x, t) - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = -F(x, t), & x \in \Omega, \quad t > 0 \\ u(x, 0) = u_0(x), \\ \ell_i u(x, t)|_{x \in S} = f(x, t), & i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.50)$$

Тут

$$\ell_1 u(x, t)|_{x \in S} = u(x, t)|_{x \in S}, \quad (4.3.51)$$

$$\ell_2 u(x, t)|_{x \in S} = \left. \frac{\partial u(x, t)}{\partial n} \right|_{x \in S}, \quad (4.3.52)$$

$$\ell_3 u(x, t)|_{x \in S} = \left. \frac{\partial u(x, t)}{\partial n} + \alpha(x, t) \cdot u(x, t) \right|_{x \in S} \quad (4.3.53)$$

— оператори граничних умов першого, другого, або третього роду.

Визначення 4.3.5.1 (функції Гріна рівняння теплопровідності). Функцію $E_i(x, \xi, t - \tau)$ будемо називати *функцією Гріна першої, другої або третьої граничної задачі рівняння теплопровідності* в області Ω з границею S для $t > 0$, якщо вона є розв'язком настуної граничної задачі:

$$\begin{cases} a^2 \Delta_x E_i(x, \xi, t - \tau) - \frac{\partial E_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t} = -\delta(x - \xi, t - \tau), & x \in \Omega, \quad t > 0 \\ E_i(x, \xi, t - \tau)|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \ell_i E_i(x, \xi, t - \tau)|_{x \in S} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.54)$$

Еквівалентне визначення можна надати у вигляді

Визначення 4.3.5.2 (функції Гріна рівняння теплопровідності). Функцію $E_i(x, \xi, t - \tau)$ будемо називати *функцією Гріна першої, другої або третьої граничної задачі рівняння теплопровідності* в області Ω з границею S для $t > 0$, якщо вона може бути представлена у вигляді

$$E_i(x, \xi, t - \tau) = \varepsilon(x - \xi, t - \tau) + \omega_i(x, \xi, t - \tau), \quad (4.3.55)$$

де перший доданок є фундаментальним розв'язком оператора теплопровідності, а другий є розв'язком настуної граничної задачі

$$\begin{cases} a^2 \Delta_x \omega_i(x, \xi, t - \tau) - \frac{\partial \omega_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t} = -\delta(x - \xi, t - \tau), & x \in \Omega, \quad t > 0 \\ \omega_i(x, \xi, t - \tau)|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \ell_i \omega_i(x, \xi, t - \tau)|_{x \in S} = -\ell_i \varepsilon_i(x - \xi, t - \tau)|_{x \in S} \quad i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.56)$$

Вивчимо

Властивості 4.3.5.1 (функції Гріна оператора теплопровідності)

Легко бачити, що

1. Функція Гріна граничних задач рівняння теплопровідності з аргументами $E_i(x, \xi, -t)$ задовольняє спряженому диференціальному рівнянню

$$a^2 \Delta_x E_i(x, \xi, -t) + \frac{\partial E_i(x, \xi, -t)}{\partial t} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau), \quad (4.3.57)$$

де $x, \xi \in \Omega$, $t > 0$.

2. Функція Гріна є також симетричною функцією своїх перших двох аргументів.

Доведення. Доведемо другу властивість. Запишемо співвідношення, яким задовольняє функція Гріна:

$$a^2 \Delta_x E_i(x, \xi, t - \tau_1) - \frac{\partial E_i(x, \xi, t - \tau_1)}{\partial t} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau_1), \quad x, \xi \in \Omega, \quad (4.3.58)$$

$$a^2 \Delta_x E_i(x, \eta, \tau_2 - t) + \frac{\partial E_i(x, \eta, \tau_2 - t)}{\partial t} = -\delta(x - \eta) \delta(t - \tau_2), \quad x, \eta \in \Omega. \quad (4.3.59)$$

Перше рівняння помножимо на $E_i(x, \xi, \tau_2 - t)$, друге рівняння помножимо на $E_i(x, \xi, t - \tau_1)$, віднімемо від першого друге і проінтегруємо по $x \in \Omega$ і по $-\infty < t < \tau$:

$$\begin{aligned} & a^2 \iiint_{\Omega} \int_{-\infty}^{\tau} \left(E_i(x, \eta, \tau_2 - t) \Delta_x E_i(x, \xi, t - \tau_1) - \right. \\ & \quad \left. - E_i(x, \xi, t - \tau_1) \Delta_x E_i(x, \eta, \tau_2 - t) \right) dt dx - \\ & \quad - \iiint_{\Omega} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} (E_i(x, \xi, t - \tau_1) E_i(x, \eta, \tau_2 - t)) dt dx = \\ & = -E_i(\xi, \eta, \tau_2 - \tau_1) + E_i(\eta, \xi, \tau_2 - \tau_1). \end{aligned} \quad (4.3.60)$$

В результаті застосування другої формули Гріна до першого інтегралу в лівій частині рівності і обчислення другого інтегралу лівої частини,

отримаємо:

$$\begin{aligned}
& E_i(\xi, \eta, \tau_2 - \tau_1) - E_i(\eta, \xi, \tau_2 - \tau_1) = \\
& = - \iiint_{\Omega} \left(E_i(x, \xi, \tau - \tau_1) E_i(x, \eta, \tau_2 - \tau) - \right. \\
& \quad \left. - E_i(x, \xi, -\infty) E_i(x, \eta, -\infty) \right) d\Omega + \\
& \quad + a^2 \iint_S \int_{-\infty}^{\tau} \left(\frac{\partial E_i(x, \xi, t - \tau_1)}{\partial n} E_i(x, \eta, \tau_2 - t) - \right. \\
& \quad \left. - E_i(x, \xi, t - \tau_1) \frac{\partial E_i(x, \eta, \tau_2 - t)}{\partial n} \right) dS dt.
\end{aligned} \tag{4.3.61}$$

Обираючи $\tau > \tau_2 > \tau_1$, отримаємо з урахування граничних і початкових умов для функції Гріна, що інтеграли в правій частині останньої рівності дорівнюють нулю. \square

Для отримання інтегрального представлення розв'язків граничних задач, запишемо граничну задачу теплопровідності у змінних ξ, τ :

$$\begin{cases} a^2 \Delta u(\xi, \tau) - \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \tau} = -F(\xi, \tau), & \xi \in \Omega, \quad \tau > 0, \\ u(\xi, 0) = u_0(\xi), \\ \ell_i u(\xi, \tau)|_{\xi \in S} = f(\xi, \tau), & i = 1, 2, 3. \end{cases} \tag{4.3.62}$$

та рівняння для функції Гріна по змінних ξ, τ :

$$a^2 \Delta_{\xi} E_i(x, \xi, t - \tau) + \frac{\partial E_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial \tau} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau), \tag{4.3.63}$$

де $x, \xi \in \Omega, t > \tau > 0$.

Перше рівняння помножимо на $E_i(x, \xi, t - \tau)$, а друге — на $u(\xi, \tau)$, віднімемо від першого друге, і проінтегруємо по $0 < \tau < t + \varepsilon$ та по $\xi \in \Omega$.

Отримаємо співвідношення:

$$\begin{aligned}
& a^2 \int_0^{t+\varepsilon} \iiint_{\Omega} \left(E_i(x, \xi, t - \tau) \Delta u(\xi, \tau) - \right. \\
& \quad \left. - u(\xi, \tau) \Delta_{\xi} E_i(x, \xi, t - \tau) \right) d\xi d\tau + \\
& \quad + \int_0^{t+\varepsilon} \iiint_{\Omega} E_i(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau - \\
& \quad - \iiint_{\Omega} \int_0^{t+\varepsilon} \frac{\partial(E_i(x, \xi, t - \tau) u(\xi, \tau))}{\partial \tau} d\tau d\xi = \\
& \quad = \int_0^{t+\varepsilon} \iiint_{\Omega} \delta(x - \xi) \delta(t - \tau) d\xi d\tau.
\end{aligned} \tag{4.3.64}$$

Після застосування другої формули Гріна до першого інтегралу, обчислення третього інтегралу при $\varepsilon \rightarrow 0$ отримаємо наступну проміжну формулу:

$$\begin{aligned}
u(x, t) &= \int_0^t \iiint_{\Omega} E_i(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\
& \quad + \iiint_{\Omega} E_i(x, \xi, t) u_0(\xi) d\xi + \\
& \quad + a^2 \int_0^t \iint_S \left(E_i(x, \xi, t - \tau) \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial n_{\xi}} - \right. \\
& \quad \left. - u(\xi, \tau) \frac{\partial E_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial n_{\xi}} \right) dS_{\xi} d\tau.
\end{aligned} \tag{4.3.65}$$

Враховуючи відповідні граничні умови, яким задовольняє розв'язок на

границі поверхні S отримаємо для першої граничної задачі:

$$\begin{aligned}
u(x, t) = & \int_0^t \iiint_{\Omega} E_1(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\
& + \iiint_{\Omega} E_1(x, \xi, t) u_0(\xi) d\xi - \\
& - a^2 \int_0^t \iint_S \left(\frac{\partial E_1(x, \xi, t - \tau)}{\partial n_{\xi}} f(\xi, \tau) \right) dS_{\xi} d\tau.
\end{aligned} \tag{4.3.66}$$

Для другої та третьої граничних задач отримаємо

$$\begin{aligned}
u(x, t) = & \int_0^t \iiint_{\Omega} E_i(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\
& + \iiint_{\Omega} E_i(x, \xi, t) u_0(\xi) d\xi + \\
& + a^2 \int_0^t \iint_S E_i(x, \xi, t - \tau) f(\xi, \tau) dS_{\xi} d\tau, \quad i = 2, 3.
\end{aligned} \tag{4.3.67}$$

4.3.6 Функція Гріна граничних задач хвильового оператора

Будемо розглядати граничні задачі для хвильового рівняння:

$$\begin{cases} a^2 \Delta u(x, t) - \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = -F(x, t), & x \in \Omega, \quad t > 0, \\ u(x, 0) = u_0(x), \\ \frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = v_0(x), \\ \ell_i u(x, t)|_{x \in S} = f(x, t), \quad i = 1, 2, 3. \end{cases} \tag{4.3.68}$$

Визначення 4.3.6.1 (функції Гріна хвильового рівняння). Функцію $\Theta_i(x, \xi, t - \tau)$ будемо називати функцією Гріна першої, другої або третьої граничної задачі хвильового рівняння в області Ω з границею S і $t > 0$, якщо вона є

розв'язком наступної граничної задачі:

$$\begin{cases} a^2 \Delta_x \Theta_i(x, \xi, t - \tau) - \frac{\partial^2 \Theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t^2} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau), \\ \Theta_i(x, \xi, t - \tau)|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \frac{\partial \Theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t} \Big|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \ell_i \Theta_i(x, \xi, t - \tau)|_{x \in S} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.69)$$

Еквівалентне визначення можна надати у вигляді:

Визначення 4.3.6.2 (функції Гріна хвильового рівняння). Функцію $\Theta_i(x, \xi, t - \tau)$ будемо називати функцією Гріна першої, другої або третьої граничної задачі хвильового рівняння в області Ω з границею S і $t > 0$, якщо вона може бути представлена у вигляді

$$\Theta_i(x, \xi, t - \tau) = \psi(x - \xi, t - \tau) + \theta_i(x, \xi, t - \tau), \quad (4.3.70)$$

де перший доданок є фундаментальним розв'язком хвильового оператора, а другий є розв'язком наступної граничної задачі:

$$\begin{cases} a^2 \Delta_x \theta_i(x, \xi, t - \tau) - \frac{\partial^2 \theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t^2} = 0, \\ \theta_i(x, \xi, t - \tau)|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \frac{\partial \theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t} \Big|_{t-\tau \leq 0} = 0, \\ \ell_i \theta_i(x, \xi, t - \tau)|_{x \in S} = -\ell_i \psi_i(x, \xi, t - \tau)|_{x \in S}, \quad i = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (4.3.71)$$

Використовуючи попередні викладки для рівняння теплопровідності, легко встановити, що функція Гріна хвильового рівняння є симетричною функцією перших двох аргументів і по сукупності аргументів ξ, τ задовольняє рівняння:

$$a^2 \Delta_\xi \Theta_i(x, \xi, t - \tau) - \frac{\partial^2 \Theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial t^2} = -\delta(x - \xi) \delta(t - \tau). \quad (4.3.72)$$

Для розв'язку граничних задач хвильового рівняння можна отримати формули інтегрального представлення аналогічні відповідним формулам для рівняння теплопровідності:

Формула 4.3.6.1

Розв'язком першої граничної задачі для хвильового рівняння є

$$\begin{aligned}
 u(x, t) = & \int_0^t \iiint_{\Omega} \Theta_1(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\
 & + \iiint_{\Omega} \Theta_1(x, \xi, t) v_0(\xi), d\xi - \\
 & - \iiint_{\Omega} \frac{\partial \Theta_1(x, \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0} u(\xi) d\xi - \\
 & - a^2 \int_0^t \iint_S \left(\frac{\partial \Theta_1(x, \xi, t - \tau)}{\partial n_{\xi}} f(\xi, \tau) \right) dS_{\xi} d\tau.
 \end{aligned} \tag{4.3.73}$$

Вправа 4.3.6.1. Отримайте наведену формулу.

Формула 4.3.6.2

Розв'язком другої і третьої граничних задач для хвильового рівняння є

$$\begin{aligned}
 u(x, t) = & \int_0^t \iiint_{\Omega} \Theta_i(x, \xi, t - \tau) F(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\
 & + \iiint_{\Omega} \Theta_i(x, \xi, t) v_0(\xi), d\xi - \\
 & - \iiint_{\Omega} \frac{\partial \Theta_i(x, \xi, t - \tau)}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0} u(\xi) d\xi - \\
 & - a^2 \int_0^t \iint_S \left(\Theta_i(x, \xi, t - \tau) f(\xi, \tau) \right) dS_{\xi} d\tau.
 \end{aligned} \tag{4.3.74}$$

Вправа 4.3.6.2. Отримайте наведену формулу.

4.4 Методи побудови функції Гріна для канонічних областей

Знаходження розв'язку граничної задачі за допомогою функції Гріна для відповідного оператора, заданої області та типу граничних умов фактично зводиться до необхідності розв'язання граничної задачі еквівалентної вихідній з спеціальними граничними умовами. Побудова функції Гріна для довільних областей є задачею такого ж рівня складності як і безпосереднє знаходження розв'язку, в той же час існують так звані канонічні області для яких можна в явному вигляді записати функцію Гріна, а значить побудувати розв'язок граничної задачі.

До канонічних областей будемо відносити паралелепіпед в прямокутній системі координат, а також області які в ортогональних криволінійних координатах є паралелепіпедами. Зокрема, півпростір, четверта частина простору, двограний кут величини π/n , шар, що міститься між двома паралельними площинами, куля та її канонічні частини, циліндр прямокутного та кругового перерізу, паралелепіпед та інші.

4.4.1 Побудова функції Гріна методом відображення зарядів для граничних задач оператора Лапласа

Для побудови функції Гріна оператора Лапласа використовується фізична інтерпретація фундаментального розв'язку тривимірного та двовимірного евклідового простору. Нагадаємо, що фундаментальний розв'язок оператора Лапласа має вигляд:

$$q_0(x) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi|x|}, & x \in \mathbb{R}^3, \\ \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x|}, & x \in \mathbb{R}^2. \end{cases} \quad (4.4.1)$$

Для тривимірного простору фізичний зміст фундаментально розв'язку нам відомий і представляє потенціал електростатичного поля в точці x одиничного точкового заряду, який розташований в початку координат. Для двовимірного випадку ми визначимо фізичний зміст фундаментального розв'язку трохи нижче.

Таким чином функцію Гріна для деякої просторової області можна шукати у вигляді потенціалу електростатичного поля сукупності точкових або розподілених зарядів, один з яких є одиничним позитивним і знаходиться в довільній внутрішній точці області Ω , а усі інші лежать поза областю Ω , місце розташування і величина зарядів підбираються таким

чином, щоби задовільними однорідним граничним умовам на поверхні області.

Тобто функція Гріна для канонічних областей дуже часто може бути знайдена у вигляді:

$$G_i(p, P_0) = \frac{1}{4\pi|P - P_0|} + \sum_j \frac{\gamma_j}{4\pi|P - P_j|}. \quad (4.4.2)$$

У цій формулі перший доданок є фундаментальним розв'язком і одночасно моделює потенціал в точці P одиничного точкового заряду розташованого в точці $P_0 \in \Omega$. Сума — другий регулярний доданок, який фігурує в означенні 2 функції Гріна представляє функцію $g_i^k(x, \xi)$, γ_k — константи, які моделюють величину точкового заряду, $P_j \notin \Omega$ — точки розташування зарядів, які лежать поза областю Ω .

Оскільки має місце рівність

$$\Delta_P \frac{1}{4\pi|P - P_j|} = 0, \quad (4.4.3)$$

для $P \neq P_j$, то сума

$$\sum_j \frac{\gamma_j}{4\pi|P - P_j|} \quad (4.4.4)$$

в рівності вище дійсно задовольняє рівняння Лапласа коли $P \in \Omega$, $P_j \notin \Omega$.

4.4.2 Задача Діріхле для півпростору

Розглянемо граничну задачу:

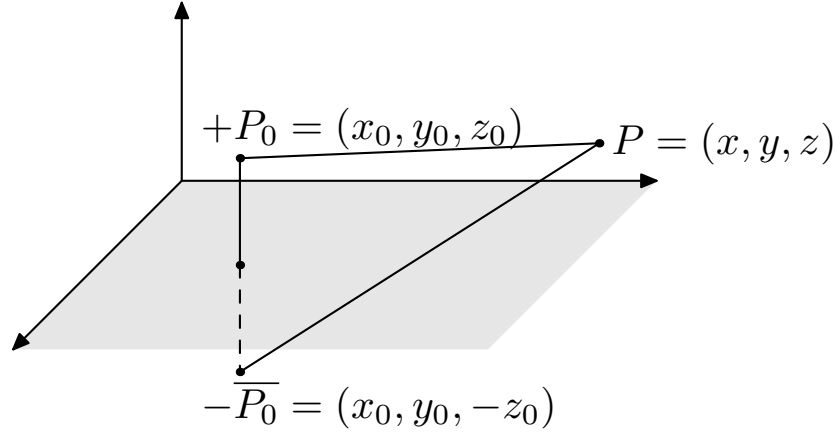
$$\begin{cases} \Delta U(P) = -F(P), & P \in \Omega = \{(x, y, z) : z > 0, x, y \in \mathbb{R}\}, \\ U(P)|_{P \in S} = f(P), & S = \{(x, y, z) : z = 0, x, y \in \mathbb{R}\}. \end{cases} \quad (4.4.5)$$

Для знаходження розв'язку цієї задачі побудуємо функцію Гріна першої граничної задачі оператора Лапласа у півпросторі $z > 0$.

В довільній точці P_0 верхнього півпростору розташуємо одиничний точковий заряд, потенціал якого обчислюється

$$\frac{1}{4\pi|P - P_0|}, \quad (4.4.6)$$

в нижньому півпросторі $z < 0$, розташуємо компенсуючі заряди, так що би в кожній точці поверхні (площини $z = 0$) сумарний потенціал електростатичного поля дорівнював нулю:



Користуючись принципом суперпозиції електростатичних полів, легко зрозуміти, що компенсація потенціалу заряду в точці P_0 відбудеться у випадку, коли компенсуючий заряд розташувати дзеркально існуючому відносно площини $z = 0$, а величину заряду обрати одиничну зі знаком мінус.

В результаті отримаємо сумарний потенціал електростатичного поля:

$$\begin{aligned} \Pi(P) &= \frac{1}{4\pi|P - P_0|} - \frac{1}{4\pi|P - \overline{P_0}|} = \\ &= \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} - \\ &\quad - \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z + z_0)^2}}. \end{aligned} \quad (4.4.7)$$

Легко перевірити, що

$$\Pi(P)|_{P \in S} = 0. \quad (4.4.8)$$

Таким чином побудована функція представляє собою функцію Гріна першої граничної задачі (Діріхле) оператора Лапласа для півпростору:

$$\begin{aligned} G_1(P, P_0) &= \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} - \\ &\quad - \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z + z_0)^2}}. \end{aligned} \quad (4.4.9)$$

Для знаходження розв'язку задачі Діріхле скористаємося формулою інтегрального представлення:

$$U(P_0) = \iiint_{\Omega} G_1(P, P_0) F(P) \, dP - \iint_S \frac{\partial G_1(P, P_0)}{\partial n_P} f(P) \, dS_P. \quad (4.4.10)$$

Обчислимо

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial G_1(P, P_0)}{\partial n_P} \right|_{P \in S} &= -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{4\pi \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{4\pi \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2}} \right) = \\ &= - \left(\frac{z-z_0}{4\pi ((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2)^{3/2}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{z+z_0}{4\pi ((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2)^{3/2}} \right) \Big|_{z=0} = \\ &= \frac{-z_0}{2\pi ((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (4.4.11)$$

Таким чином, використовуючи формулу (4.3.45) (з попередньої лекції) інтегрального представлення розв'язку першої граничної задачі, можемо записати розв'язок задачі Діріхле для рівняння Пуассона:

$$\begin{aligned} U(x_0, y_0, z_0) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \iint_{\mathbb{R}^2} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2}} \right) F(x, y, z) \, dx \, dy \, dz + \\ &\quad + \frac{z_0}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{f(x, y) \, dx \, dy}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (4.4.12)$$

4.4.3 Задача Неймана для півпростору

Будемо розглядати граничну задачу:

$$\begin{cases} \Delta U(P) = -F(P), & P \in \Omega = \{(x, y, z) : z > 0, x, y \in \mathbb{R}\}, \\ -\left. \frac{\partial U(P)}{\partial z} \right|_{P \in S} = f(P), & S = \{(x, y, z) : z = 0, x, y \in \mathbb{R}\}. \end{cases} \quad (4.4.13)$$

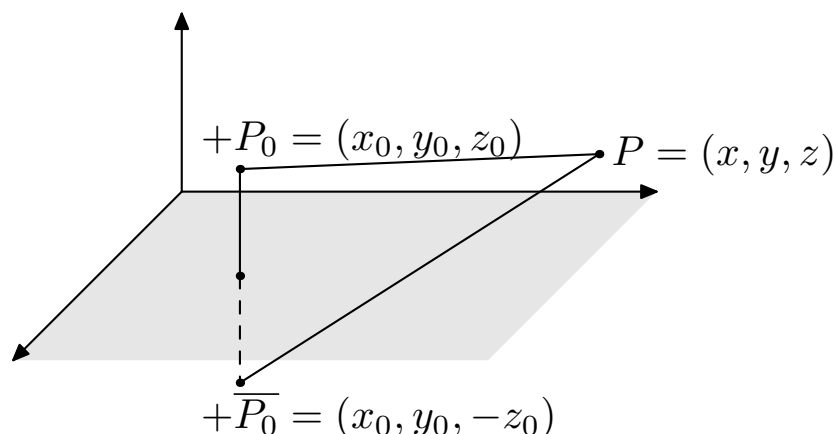
Для знаходження розв'язку цієї задачі побудуємо функцію Гріна другої граничної задачі оператора Лапласа для півпростору.

Для випадку умови другого роду тобто коли на площині $z = 0$ виконується умова

$$\left. \frac{\partial G_2(P, P_0)}{\partial n_P} \right|_{P \in S} = 0, \quad (4.4.14)$$

її можна інтерпретувати як рівність нулю потоку електростатичного поля крізь площину $z = 0$.

Це означає, що поле внутрішнього одиничного заряду треба компенсувати полем зовнішніх зарядів. Це можна зробити, якщо дзеркально одиничному позитивному заряду в точці P_0 розташувати заряд додатного знаку в симетричній точці \overline{P}_0 :



Таким чином сумарний потенціал двох зарядів, а значить і функцію Гріна можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \Pi(P) &= \frac{1}{4\pi|P - P_0|} + \frac{1}{4\pi|P - \overline{P}_0|} = \\ &= \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} + \\ &+ \frac{1}{4\pi\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z + z_0)^2}} = G_2(P, P_0). \end{aligned} \quad (4.4.15)$$

Перевіримо, що побудована функція Гріна задовольняє граничній умові:

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial G_2(P, P_0)}{\partial n_P} \right|_{P \in S} &= -\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2}} \right) \Big|_{z=0} = \\
&= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{z-z_0}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2)^{3/2}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{z+z_0}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2)^{3/2}} \right) \Big|_{z=0} = 0.
\end{aligned} \tag{4.4.16}$$

Враховуючи формулу (4.3.47) (з попередньої лекції) інтегрального представлення розв'язку другої граничної задачі, отримаємо формулу для розв'язку задачі Неймана рівняння Пуассона в півпросторі:

$$\begin{aligned}
U(x_0, y_0, z_0) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \iint_{\mathbb{R}^2} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+z_0)^2}} \right) F(x, y, z) \, dx \, dy \, dz + \\
&\quad + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{f(x, y) \, dx \, dy}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2)^{3/2}}.
\end{aligned} \tag{4.4.17}$$

4.4.4 Функція Гріна задачі Діріхле для кулі

Будемо розглядати граничну задачу

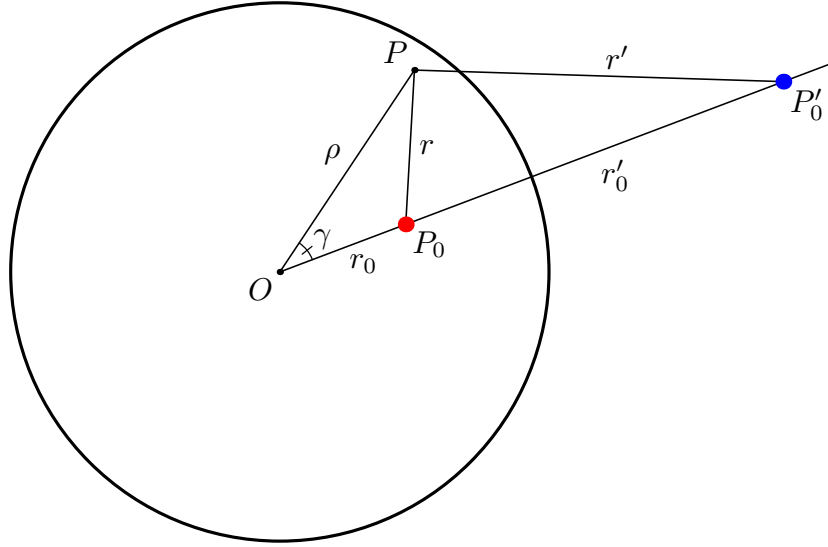
$$\begin{cases} \Delta U(P) = 0, & |P| < R, \\ U(P)|_{|P|=R} = f(P). \end{cases} \tag{4.4.18}$$

Побудуємо функцію Гріна першої граничної задачі оператора Лапласа для кулі.

Введемо позначення:

$$|OP_0| = r_0, \quad |OP'_0| = r'_0, \quad r = |P - P_0|, \quad r' = |P - P'_0|. \tag{4.4.19}$$

На довільному промені, який проходить через центр кулі точку O розмістимо всередині кулі у точці P_0 одиничний точковий додатний заряд. Розглянемо точку P'_0 симетричну точці P_0 відносно сфери.



Зауваження 4.4.4.1 — Це означає, що обидві точки лежать на одному промені, а їх відстані від центру сфери задовольняють співвідношенню

$$r_0 \cdot r'_0 = R^2. \quad (4.4.20)$$

В точці P'_0 розмістимо від'ємний заряд величини e , яку оберемо виходячи з властивостей функції Гріна.

Запишемо потенціал електростатичного поля від суми зарядів:

$$\Pi(P) = \frac{1}{4\pi r} - \frac{e}{4\pi r}. \quad (4.4.21)$$

Обчислимо величину e використовуючи теорему косинусів:

$$\begin{aligned}
\Pi(P) &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho^2 + r_0^2 - 2\rho r_0 \cos \gamma}} - \frac{e}{\sqrt{\rho^2 + \frac{R^4}{r_0^2} - 2\rho \cdot \frac{R^2}{r_0} \cdot \cos \gamma}} \right) \Big|_{\rho=R} = \\
&= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos \gamma}} - \frac{e}{\sqrt{R^2 + \frac{R^4}{r_0^2} - 2R \cdot \frac{R^2}{r_0} \cdot \cos \gamma}} \right) = \\
&= \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1 - e \cdot \frac{r_0}{R}}{\sqrt{R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos \gamma}} = 0.
\end{aligned} \tag{4.4.22}$$

Остання рівність буде вірною, якщо $e = R/r_0$.

Таким чином функцію Гріна задачі Діріхле для кулі можна записати у наступному вигляді при знайденому значенні величини зовнішнього заряду:

$$G_1(P, P_0) = \frac{1}{4\pi} \left(1/\sqrt{\rho^2 + r_0^2 - 2\rho r_0 \cos \gamma} - 1/\sqrt{R^2 + \frac{\rho^2 r_0^2}{R^2} - 2\rho r_0 \cos \gamma} \right). \tag{4.4.23}$$

Для знаходження формули інтегрального представлення обчислимо:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial G_1(P, P_0)}{\partial n_P} \Big|_{P \in S} &= \frac{\partial G_1(P, P_0)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R} = \\
&= \frac{1}{4\pi} \left(-\frac{\rho - r_0 \cos \gamma}{(\rho^2 + r_0^2 - 2\rho r_0 \cos \gamma)^{3/2}} + \frac{\frac{\rho^2 r_0^2}{R^2} - r_0 \cos \gamma}{\left(\frac{\rho^2 r_0^2}{R^2} + r_0^2 - 2Rr_0 \cos \gamma \right)^{3/2}} \right) \Big|_{\rho=R} = \\
&= -\frac{1}{4\pi R} \cdot \frac{R^2 - r_0^2}{(R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos \gamma)^{3/2}}.
\end{aligned} \tag{4.4.24}$$

Для запису остаточної формули треба ввести сферичну систему координат. Запишемо через сферичні кути:

$$\cos \gamma = \frac{\angle(OP, OP_0)}{\rho r_0} = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0). \tag{4.4.25}$$

Тут ρ, φ, θ — сферичні координати точки P , а r_0, φ_0, θ_0 — сферичні координати точки P_0 .

Формула 4.4.4.1 (формула Пуассона для кулі)

Використовуючи формулу (3.16) запишемо розв'язок задачі Діріхле:

$$U(r_0, \varphi_0, \theta_0) = \frac{R}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{(R^2 - r_0^2) \sin \theta f(\varphi, \theta) d\theta d\varphi}{(R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos \gamma)^{3/2}}. \quad (4.4.26)$$

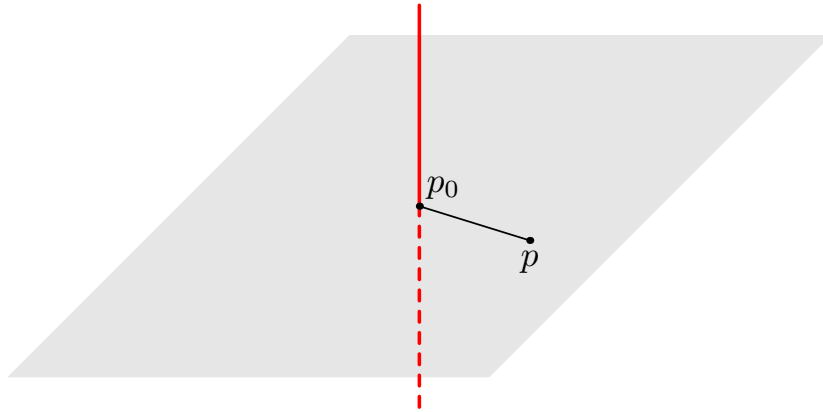
Ця формула дає розв'язок задачі Діріхле для рівняння Лапласа і називається *формулою Пуассона для кулі*.

4.4.5 Функція Гріна для областей на площині

Функція Гріна для областей у двовимірному випадку в принципі можна будувати в той же спосіб, що і в тривимірному випадку. При цьому треба враховувати вигляд фундаментального розв'язку для \mathbb{R}^2 , що приводить до наступного вигляду функції Гріна:

$$G_i(p, p_0) = \frac{1}{2\pi} \cdot \ln \left(\frac{1}{|p - p_0|} \right) + g_i(p, p_0), \quad p, p_0 \in D \subset \mathbb{R}^2. \quad (4.4.27)$$

Фізичний зміст фундаментального розв'язку в двовимірному випадку представляє собою потенціал електростатичного поля в точці p рівномірно зарядженої одиничним додатнім зарядом нескінченної нитки, яка проходить ортогонально до площини через деяку точку p_0 . Точки p, p_0 належать площині:



Аналогічно кулі, можна отримати функцію Гріна задачі Діріхле для ко-

ла, яка має вигляд:

$$G_1(p, p_0) = \frac{1}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{1}{\sqrt{r_0^2 + \rho^2 - 2\rho r_0 \cos \gamma}} \right) - \ln \left(\frac{R}{r_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{R^4}{r_0^2} + \rho^2 - 2\rho \cdot \frac{R^2}{r_0} \cdot \cos \gamma}} \right) \right). \quad (4.4.28)$$

Або через комплексні змінні $z = \rho e^{i\varphi}$, $z_0 = r_0 e^{i\varphi_0}$, $z_0^* = \frac{R^2}{z_0}$:

$$G_1(z, z_0) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r_0 \cdot |z - z_0^*|}{R \cdot |z - z_0|} \right). \quad (4.4.29)$$

Таким чином розв'язок задачі Діріхле для кола може бути записаним у вигляді:

$$u(r_0, \varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R^2 - r_0^2}{R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} f(\varphi) d\varphi. \quad (4.4.30)$$

Або через точки комплексної площини,

$$\frac{R^2 - r_0^2}{R^2 + r_0^2 - 2Rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} = \operatorname{Re} \left(\frac{z + z_0}{z - z_0} \right), \quad d\varphi = \frac{dz}{iz}. \quad (4.4.31)$$

Тоді попередня формула набуває вигляду

$$u(z_0) = \operatorname{Re} \frac{1}{2\pi i} \int_{|z|=R} f(z) \cdot \frac{z + z_0}{z - z_0} \cdot \frac{dz}{z}. \quad (4.4.32)$$

Нехай необхідно побудувати функцію Гріна першої граничної задачі

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0, & (x, y) \in D, \\ u(x, y)|_C = f(x, y) \end{cases} \quad (4.4.33)$$

для довільної однозв'язної області D з жордановою границею C .

Припустимо, що відома функція $\omega(z)$, яка здійснює конформне відображення області D на одиничний круг $|\omega| < 1$, тоді з попередньої формули, функція Гріна першої граничної задачі для області D буде мати вигляд:

$$G(z, z_0) = \frac{1}{2\pi} \ln \left| \frac{1 - \overline{\omega(z_0)}\omega(z)}{\omega(z) - \omega(z_0)} \right|. \quad (4.4.34)$$

А розв'язок задачі Діріхле можна записати у вигляді:

$$u(\zeta_0) = \operatorname{Re} \frac{1}{2\pi i} \oint_C f(\zeta) \cdot \frac{\omega(\zeta) + \omega(\zeta_0)}{\omega(\zeta) - \omega(\zeta_0)} \cdot \frac{\omega'(\zeta)}{\omega(\zeta)} \cdot d\zeta. \quad (4.4.35)$$

4.4.6 Функція Гріна першої та другої граничної задачі рівняння теплопровідності для пів прямої

Ми покажемо, як за допомогою функції Гріна можна знайти розв'язок першої та другої граничних задач рівняння теплопровідності для півпрямой $x > 0$.

Нехай ми розглядаємо граничні задачі:

$$\begin{cases} a^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = -f(x, t), & t > 0, \quad x > 0, \\ u(0, t) = \varphi(t), \\ u(x, 0) = u_0(x), \end{cases} \quad (4.4.36)$$

і

$$\begin{cases} a^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = -f(x, t), & t > 0, \quad x > 0, \\ \frac{\partial u(0, t)}{\partial x} = \varphi(t), \\ u(x, 0) = u_0(x). \end{cases} \quad (4.4.37)$$

Для побудови функції Гріна використаємо фундаментальний розв'язок оператора теплопровідності в одновимірному евклідовому просторі. Як відомо від має вигляд:

$$\varepsilon(x, t) = \frac{\theta(t)}{2a\sqrt{\pi t}} \exp \left\{ -\frac{|x|^2}{2a^2 t} \right\}. \quad (4.4.38)$$

Оскільки при побудові функції Гріна використовується фізична інтерпретація фундаментального розв'язку, то з'ясуємо її знайшовши розв'язок наступної задачі:

Задача 4.4.1. В нескінченному стрижні з теплоізолюваною боковою поверхнею і нульовою початковою температурою в початковий момент часу

$t = 0$ в точці $x = 0$ миттєво виділилося Q одиниць тепла. Необхідно визначити температуру стрижня в довільний момент часу в довільній його точці.

Розв'язок. Запишемо математичну постановку задачі.

Розповсюдження тепла у однорідному стрижні задається рівнянням теплопровідності з постійними коефіцієнтами:

$$a^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = -\frac{f(x, t)}{c\rho S}, \quad t > 0, \quad -\infty < x < \infty, \quad (4.4.39)$$

де $a^2 = \frac{k}{c\rho}$, $f(x, t)$ — потужність теплових джерел. За умовою задачі теплове джерело є таким, що виділяє миттєво Q одиниць тепла в точці $x = 0$ в початковий момент часу, тому функція $f(x, t) = Q\delta(t)\delta(x)$. Тобто сумарна кількість тепла дорівнює

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q\delta(t)\delta(x) dx dt = Q. \quad (4.4.40)$$

Оскільки до моменту дії теплових джерел початкова температура дорівнювала нулю, то початкова умова повинна мати вигляд: $u(x, 0) = 0$.

Таким чином ми маємо задачу Коші для рівняння теплопровідності з однорідною початковою умовою.

Розв'язок такої задачі (температуру стрижня в точці x в момент часу t) можна записати за формулою:

$$u(x, t) = \int_0^t \iiint_{\mathbb{R}^n} F(\xi, \tau) \varepsilon(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau + \iiint_{\mathbb{R}^n} \varepsilon(x - \xi, t) u_0(\xi) d\xi. \quad (4.4.41)$$

Використовуючи її для цієї задачі будемо мати:

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q}{c\rho S} \delta(\tau) \delta(\xi) \varepsilon(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau = \\ &= \frac{Q}{c\rho S} \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \exp \left\{ -\frac{|x|^2}{2a^2 t} \right\}. \end{aligned} \quad (4.4.42)$$

Таким чином, фундаментальний розв'язок оператора теплопровідності представляє собою функцію, що моделює температуру стрижня в точці

x в момент часу t за рахунок дії миттєвого точкового джерела інтенсивності $Q = c\rho S$ яке діє в початковий момент часу в точці $x = 0$.

Для побудови функції Гріна граничних задач (4.4.36), (4.4.37) на півпрямій використаємо метод відображення теплових джерел.

Якщо на прямій розташувати в довільній точці ξ миттєве точкове джерело, яке діє в момент часу τ інтенсивності $c\rho S$, а симетричній точці $-\xi$ миттєве точкове джерело, яке діє в момент часу τ і має інтенсивність $-c\rho S$, то з фізичних міркувань можна очікувати, що в точці $x = 0$, яка лежить посередині між точками $x = \xi$ та $x = -\xi$, вплив теплових джерел дає нульову температуру. Дійсно, виходячи з фізичного змісту фундаментального розв'язку, отримаємо, що температура від дії двох точкових джерел дорівнює

$$E_1(x, \xi, t - \tau) = \frac{\theta(t - \tau)}{2a\sqrt{\pi(t - \tau)}} \exp\left\{-\frac{|x - \xi|^2}{2a^2(t - \tau)}\right\} - \frac{\theta(t - \tau)}{2a\sqrt{\pi(t - \tau)}} \exp\left\{-\frac{|x + \xi|^2}{2a^2(t - \tau)}\right\}. \quad (4.4.43)$$

Легко перевірити, що $E_1(0, \xi, t - \tau) = 0$, $E_1(x, \xi, t - \tau)|_{t-\tau < 0} = 0$, а другий доданок задовольняє однорідному рівнянню теплопровідності при $x > 0$, $t - \tau > 0$. Таким чином $E_1(x, \xi, t - \tau)$ є функція Гріна першої граничної задачі рівняння теплопровідності для півпрямой.

Якщо на прямій розташувати в довільній точці ξ миттєве точкове джерело, яке діє в момент часу τ інтенсивності $c\rho S$, а симетричній точці $-\xi$ миттєве точкове джерело, яке діє в момент часу τ і має інтенсивність $c\rho S$, то з фізичних міркувань можна очікувати, що в точці $x = 0$, яка лежить посередині між точками $x = \xi$ та $x = -\xi$, тепловий потік буде дорівнювати нулю.

Запишемо температуру в цьому випадку

$$E_2(x, \xi, t - \tau) = \frac{\theta(t - \tau)}{2a\sqrt{\pi(t - \tau)}} \exp\left\{-\frac{|x - \xi|^2}{2a^2(t - \tau)}\right\} + \frac{\theta(t - \tau)}{2a\sqrt{\pi(t - \tau)}} \exp\left\{-\frac{|x + \xi|^2}{2a^2(t - \tau)}\right\}. \quad (4.4.44)$$

Легко перевірити, що

$$\left. \frac{\partial E_2(x, \xi, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{\theta(t - \tau)}{2a^3\sqrt{\pi t^{3/2}}} \left(\xi \exp\left\{-\frac{\xi^2}{2a^2 t}\right\} - \xi \exp\left\{-\frac{\xi^2}{2a^2 t}\right\} \right) = 0. \quad (4.4.45)$$

Таким чином $E_2(x, \xi, t - \tau)$ є функцією Гріна другої граничної задачі рівняння теплопровідності для пів прямої.

Для запису розв'язку граничних задач (4.4.36), (4.4.37) будемо використовувати формули (3.22) та (3.23), які треба записати для випадку пів прямої.

Для першої граничної задачі будемо мати:

$$\begin{aligned} u(x, t) = & \int_0^t \int_0^\infty E_1(x, \xi, t - \tau) f(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\ & + \int_0^\infty E_1(x, \xi, t) u_0(\xi) d\xi + \\ & + a^2 \int_0^\infty \left. \frac{\partial E_1(x, \xi, t - \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} \varphi(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (4.4.46)$$

Для другої граничної задачі отримаємо

$$\begin{aligned} u(x, t) = & \int_0^t \int_0^\infty E_2(x, \xi, t - \tau) f(\xi, \tau) d\xi d\tau + \\ & + \int_0^\infty E_2(x, \xi, t) u_0(\xi) d\xi - \\ & - a^2 \int_0^\infty E_2(x, 0, t - \tau) \varphi(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (4.4.47)$$

Продемонстрований метод це лише один з прийомів, який використовується для побудови функції Гріна.

Метод відображення дозволяє будувати функції Гріна для одновимірного хвильового рівняння.

4.5 Гармонічні функції та їх властивості

Визначення 4.5.0.1 (гармонічної у відкритій області функції). Функцію $u(x)$ називають *гармонічною в деякій відкритій області Ω* , якщо $u \in C^{(2)}(\Omega)$ і $\Delta u(x) = 0$, $x \in \Omega$, тобто функція є двічі неперервно диференці-

йованим розв'язком рівняння Лапласа.

Визначення 4.5.0.2 (гармонічної в точці функції). Функцію $u(x)$ називають *гармонічною в деякій точці*, якщо ця функція гармонічна в деякому околі цієї точки.

Визначення 4.5.0.3 (гармонічної в замкненій області функції). Функцію $u(x)$ називають *гармонічною в деякій замкненій області*, якщо вона гармонічна в деякій більш широкій відкритій області.

З гармонічними функціями у тривимірних і двовимірних областях ми вже зустрічалися:

Приклад 4.5.0.1 (гармонічної функції у \mathbb{R}^2)

$$\Delta \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|x - \xi|} = 0, \quad x \neq \xi, \quad x, \xi \in \mathbb{R}^2. \quad (4.5.1)$$

Приклад 4.5.0.2 (гармонічної функції у \mathbb{R}^3)

$$\Delta \frac{1}{4\pi|x - \xi|} = 0, \quad x \neq \xi, \quad x, \xi \in \mathbb{R}^3. \quad (4.5.2)$$

4.5.1 Інтегральне представлення функцій класу $C^2(\Omega)$

Для отримання інтегрального представлення функцій класу $C^2(\Omega)$ будемо використовувати другу формулу Гріна для оператора Лапласа:

$$\iiint_{\Omega} (v(x)\Delta u(x) - u(x)\Delta v(x)) \, dx = \iint_S \left(v(x) \cdot \frac{\partial u(x)}{\partial n} - u(x) \cdot \frac{\partial v(x)}{\partial n} \right) \, dS. \quad (4.5.3)$$

В якості функції $u(\xi)$ оберемо довільну функцію $C^2(\Omega)$, а у якості v , фундаментальний розв'язок оператора Лапласа для тривимірного евклідового простору $\frac{1}{4\pi|x-\xi|}$.

В результаті підстановки цих величин в останню формулу отримаємо

$$\begin{aligned}
& \iiint_{\Omega} \left(\frac{1}{4\pi|x-\xi|} \Delta u(\xi) - u(\xi) \delta(x-\xi) \right) d\xi = \\
& = \iint_S \left(\frac{1}{4\pi|x-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \right) dS_{\xi}.
\end{aligned} \tag{4.5.4}$$

Після обчислення другого доданку в лівій частині можемо записати формулу інтегрального представлення функцій класу $C^2(\Omega)$.

$$\begin{aligned}
u(x) = & - \iiint_{\Omega} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \Delta u(\xi) d\xi + \\
& + \iint_S \left(\frac{1}{4\pi|x-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \right) dS_{\xi}.
\end{aligned} \tag{4.5.5}$$

У випадку коли функція $u(x)$ є гармонічною в області Ω то остання формула прийме вигляд:

$$u(x) = \iint_S \left(\frac{1}{4\pi|x-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \right) dS_{\xi}. \tag{4.5.6}$$

З формул вище можна отримати деякі властивості гармонічних функцій:

Властивість 4.5.1.1

Гармонічна в області Ω функція $u(x)$ має в кожній внутрішній точці області Ω неперервні похідні будь-якого порядку.

Доведення. Дійсно, оскільки $x \in \Omega$, $\xi \in S$, $x \neq \xi$, то для обчислення будь-якої похідної необхідно диференціювати підінтегральну функцію, яка має похідні будь-якого порядку:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^{k_1+k_2+k_3} u(x)}{\partial x_1^{k_1} \partial x_2^{k_2} \partial x_3^{k_3}} = & \iint_S \left(\frac{\partial^{k_1+k_2+k_3}}{\partial x_1^{k_1} \partial x_2^{k_2} \partial x_3^{k_3}} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - \right. \\
& \left. - u(\xi) \cdot \frac{\partial^{k_1+k_2+k_3}}{\partial x_1^{k_1} \partial x_2^{k_2} \partial x_3^{k_3}} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \right) dS_{\xi}.
\end{aligned} \tag{4.5.7}$$

□

Властивість 4.5.1.2

Якщо $u(x)$ — гармонічна функція в скінченій області Ω з границею S , то має місце співвідношення

$$\oint_S \frac{\partial u(x)}{\partial n} dS = 0. \quad (4.5.8)$$

Доведення. Дійсно, у другій формулі Гріна для оператора Лапласа обемо $v(x) \equiv 1$, тоді інтеграл в лівій частині і другий інтеграл правої частини перетворюється в нуль. В результаті чого отримаємо жадану рівність. \square

Теорема 4.5.1.1 (про середнє значення гармонічної функції)

Якщо $u(x)$ — гармонічна функція в кулі і неперервна в замиканні цієї кулі, то значення гармонічної функції в центрі кулі дорівнює середньому арифметичному її значень на сфері, що обмежує кулю.

Доведення. Використаємо формулу Гріна для оператора Лапласа:

$$u(x) = \iint_S \left(\frac{1}{4\pi|x-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{4\pi|x-\xi|} \right) dS_\xi. \quad (4.5.9)$$

в якій в якості поверхні S візьмемо сферу радіусу R з центром у точці x_0 , і обчислимо значення функції u в точці x_0 :

$$u(x_0) = \iint_{S(x_0, R)} \left(\frac{1}{4\pi|x_0-\xi|} \cdot \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} - u(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial n_\xi} \frac{1}{4\pi|x_0-\xi|} \right) dS_\xi. \quad (4.5.10)$$

Оскільки $\xi \in S(x_0, R)$, то $\frac{1}{4\pi|x_0-\xi|} = \frac{1}{4\pi R}$, а

$$\left. \frac{\partial}{\partial n_\xi} \frac{1}{4\pi|x_0-\xi|} \right|_{S(x_0, R)} = \frac{1}{4\pi R^2}. \quad (4.5.11)$$

Таким чином

$$u(x_0) = \frac{1}{4\pi R} \iint_{S(x_0, R)} \frac{\partial u(\xi)}{\partial n} dS_\xi + \frac{1}{4\pi R^2} \iint_{S(x_0, R)} u(\xi) dS_\xi. \quad (4.5.12)$$

Оскільки перший інтеграл дорівнює нулю, то остаточно маємо

$$u(x_0) = \frac{1}{4\pi R^2} \iint_{S(x_0, R)} u(\xi) \, dS_\xi. \quad (4.5.13)$$

□