

АНОТАЦІЯ

Пожиленьков О. В. Плоскі мішані задачі теорії пружності для прямокутної області. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового доктора філософії за спеціальністю 113 «Прикладна математика» (11 – «Математика та статистика»). – Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, Одеса, 2023.

Розв'язано плоскі мішані задачі теорії пружності для пружної прямокутної області яка піддається впливу статичних та динамічних навантажень. Шляхом застосування інтегрального скінченного \sin -та \cos -перетворення Фур'є вихідну задачу зведено до одновимірної крайової задачі. Яку у просторі трансформант переформульовано у вигляді векторної крайової задачі. Розв'язок цієї задачі побудовано як суперпозицію загального розв'язку однорідного векторного рівняння та частинного розв'язку неоднорідного рівняння. Розв'язок однорідного векторного рівняння отримано за допомогою матричного диференціального числення і зображено за допомогою фундаментальної матричної системи розв'язків відповідного однорідного матричного рівняння. Частковий розв'язок неоднорідного векторного рівняння знайдено за допомогою зображення матриці-функція Гріна. Застосування оберненого перетворення Фур'є та реалізація відокремлення слабо-збіжних частин інтегралу подає поле переміщень та напружень через невідому функцію - граничне значення переміщень по торцю прямокутною області. Для її знаходження за умови виконання крайової умови отримано сингулярне інтегральне рівняння яке розв'язано за допомогою метода ортогональних поліномів. Було проведено дослідження напруженого стану середовища за різних типів навантаження та різних геометричних розмірів прямокутної області.

Ключові слова: прямокутна область, динамічна задача, перетворення Фур'є, матриця-функція Гріна, сингулярне інтегральне рівняння, метод ортогональних поліномів.

ABSTRACT

Pozhylenkov O. V. Plane mixed problems of elasticity for a rectangular domain - Manuscript.

A dissertation submitted for the degree of Doctor of Philosophy in the field of 113 «Applied Mathematics» (11 - «Mathematics and Statistics») - Odessa I.I. Mechnikov National University, Odessa, 2023.

The plane mixed boundary value problems of theory elasticity were solved for an elastic rectangular domain subjected to static and dynamic loads. By applying the integral finite sin-cos Fourier transformation, the original problem was reduced to a one-dimensional boundary value problem, which was reformulated in the form of a vector boundary value problem. The solution to this problem was constructed as a superposition of the general solution of the homogeneous vector equation and the particular solution of the nonhomogeneous equation. The solution of the homogeneous vector equation was obtained using matrix differential calculus and represented using the fundamental matrix solution system of the corresponding homogeneous matrix equation. The particular solution of the nonhomogeneous vector equation was found using the Green's matrix function representation. The application of inverse Fourier transformation and the realization of the separation of weakly convergent parts of the integral provide the field of displacements and stresses through an unknown function - the boundary value of displacements along the end of the rectangular region. To find this function under the boundary condition, a singular integral equation was derived and solved using the method of orthogonal polynomials. The stress state of the medium was investigated for various types of loading and different geometric dimensions of the rectangular region.

Key words: rectangular domain, dynamic problem, Fourier transformation, matrix Green's function, singular integral equation, method of orthogonal polynomials.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. D. Nerukh, O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld (2019) Mixed plain boundary value problem of elasticity for a rectangular domain. 25-th International Conference Engineering Mechanics. 2019, May 13-16, Svatka, Czech Republic. p. 255
2. O. V. Pozhylenkov (2019) The stress state of a rectangular elastic domain. Researches in Mathematics and Mechanics, Volume 24, Issue 2(34), pp. 88-96
3. Пожиленков О. В. Вайсфельд Н. Д. (2019) Мішана крайова задача теорії пружності для прямокутної області. Математичні проблеми механіки неоднорідних структур, випуск 5, Львів, ст. 30-32
4. O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld (2020) Stress state of a rectangular

domain with the mixed boundary conditions. Procedia Structural Integrity, Volume 28, pp. 458-463

5. O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld (2021) Stress state of an elastic rectangular domain under steady load. Procedia Structural Integrity, Volume 33, pp. 385-390
6. O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld (2022) Dynamic mixed problem of elasticity for a rectangular domain. Recent trends in Wave Mechanics and Vibrations, pp. 211-218

Зміст

| | |
|--|----|
| Перелік умовних позначень | 6 |
| Вступ | 7 |
| Огляд літератури | 11 |
| 1 Огляд літератури | 11 |
| 2 МЕТОДИКА ПОБУДОВИ РОЗВ'ЯЗКІВ МІШАНИХ ЗАДАЧ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ | 12 |
| 2.1 Постановка задачі | 12 |
| 2.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант та її розв'язання | 14 |
| 2.3 Побудова матриці-функції Гріна | 17 |
| 2.4 Загальна схема розв'язку сингулярного інтегрального рівняння | 18 |
| 2.5 Висновки до другого розділу | 22 |
| 3 СТАТИЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ІДЕАЛЬНОГО КОНТАКТУ НА БІЧНИХ ГРАНЯХ | 24 |
| 3.1 Постановка задачі | 24 |
| 3.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант | 25 |
| 3.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми | 26 |
| 3.4 Побудова розв'язку вихідної задачі | 28 |
| 3.5 Чисельні розрахунки | 29 |
| 3.6 Висновки до третього розділу | 31 |
| 4 ДИНАМІЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ІДЕАЛЬНОГО КОНТАКТУ НА БІЧНИХ ГРАНЯХ | 32 |
| 4.1 Постановка задачі | 32 |
| 4.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант | 33 |
| 4.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми | 34 |
| 4.4 Побудова розв'язку вихідної задачі | 37 |
| 4.5 Чисельні розрахунки | 38 |
| 4.6 Висновки до третього розділу | 38 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 5 | СТАТИЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ДРУГОЇ ОСНОВНОЇ ЗАДАЧІ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ | 39 |
| 5.1 | Постановка задачі | 39 |
| 5.2 | Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант | 40 |
| 5.3 | Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми | 41 |
| 5.4 | Побудова матриці-функції Гріна | 43 |
| 5.5 | Побудова розв'язку вихідної задачі | 44 |
| 5.6 | Розв'язок сингулярного інтегрального рівняння | 44 |
| 5.7 | Чисельні розрахунки | 48 |
| 5.8 | Висновки до третього розділу розділу | 50 |
| 6 | ДИНАМІЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ДРУГОЇ ОСНОВНОЇ ЗАДАЧІ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ | 51 |
| 6.1 | Постановка задачі | 51 |
| 6.2 | Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант | 53 |
| 6.3 | Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми | 53 |
| 6.4 | Побудова матриці-функції Гріна | 56 |
| 6.5 | Побудова розв'язку вихідної задачі | 57 |
| 6.6 | Розв'язок сингулярного інтегрального рівняння | 57 |
| 6.7 | Чисельні розрахунки | 61 |
| 6.8 | Висновки до третього розділу розділу | 61 |
| | Додаток А ПОКРОКОВЕ ІНТЕГРУВАННЯ РІВНЯНЬ ЛАМЕ ЗА ЗМІННОЮ x | 63 |
| | Додаток В ЗНАХОДЖЕННЯ КОРЕНІВ РІВНЯННЯ $\det[M(s)] = 0$ | 65 |
| | Додаток С ЗНАХОДЖЕННЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ БАЗИСНИХ МАТРИЦЬ $\Psi_i(y)$, $i = \overline{0, 1}$ | 67 |
| | Додаток D ЗНАХОДЖЕННЯ ФУНКЦІЇ $v_0(y)$ НЕОДНОРІДНОЇ ЗАДАЧІ | 73 |
| | Додаток E ЗНАХОДЖЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ c_i, $i = \overline{1, 4}$ | 76 |

Перелік умовних позначень

G - коефіцієнт Ламе

E - модуль Юнга

μ - коефіцієнт Пуасона

c_1, c_2 - швидкості хвилі

ω - частота

$$\mu_0 = \frac{1}{1-2\mu}$$

$U_x(x, y) = u(x, y)$ - переміщення по осі x

$U_y(x, y) = v(x, y)$ - переміщення по осі y

Вступ

Актуальність роботи. Прямокутна пружна область є однією з найбільш простих для аналізу і моделювання у механіці пружного тіла. Але для багатьох застосувань прямокутна форма може бути використана як апроксимація більш складних об'єктів, наприклад: в інженерних розрахунках прямокутні пластини використовують для моделювання деталей конструкцій з більш складними формами, такими як пластини з отворами та вирізами. Прямокутна форма може бути застосована для різних типів задач, а саме: для моделювання пружного деформування у твердих тілах, дослідженню розподілу напружень та деформації у матеріалах, а також для розв'язання задач пов'язаних з пружністю і біологічних та геологічних системах. Саме тому розробка математичних аналітичних методів розв'язання задач для прямокутної пружної області залишається актуальною за своєю простотою, універсальністю, практичністю на широкому спектрі застосувань, незважаючи на те, що існують більш складні та реалістичні моделі.

У даній роботі запропоновано використання інтегральних перетворень безпосередньо до рівнянь руху. Цей підхід дозволяє побудувати аналітичний розв'язок вихідної крайової задачі у просторі трансформант відносно шуканих переміщень. Для спрощення обчислень побудовано матрицю-функцію Гріна, яку зображено як комбінацію фундаментальних базисних матриць. Цей підхід був використано під час розв'язання динамічних та статичних мішаних задач теорії пружності для прямокутної області, яка є модельним об'єктом для вивчення напружено-деформованого стану пружних матеріалів.

Незважаючи на те, що згідно з аналізом літератури, було встановлено досить широке коло досліджених мішаних задач теорії пружності, залишається наявність невирішених питань, що пов'язані з поведінкою напружень у кутових точках та їх розподілам у прямокутній області. Залишається необхідним отримати загальну якісну картину поведінки хвильових полів, за умов динамічного навантаження. Тому розробка нового аналітичного підходу до розв'язання плоских мішаних задач для прямокутної області залишається актуальною задачею.сті для прямокутної області.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана в рамках держбюджетних тем Одеського національного університету імені І. І. Мечникова «Статичні та динамічні задачі для тіл канонічної форми з дефектами» (2021-2024 рр., реєстраційний номер 0121U111664).

Мета і задачі дослідження. Головною метою цього дослідження є визначення взаємозв'язку між напружено-деформованим ста-

ном прямокутної області та різними крайовими умовами на його торцях.

Для досягнення поставленої мети необхідно виконати наступні завдання:

1. розробка методики розв'язання плоских задач для прямокутної області, яка використовує безпосередні перетворення рівнянь рівноваги, спрямована на отримання розв'язку поставленої задачі для реальних механічних характеристик;
2. побудові аналітичного розв'язку для задачі прямокутної області, яка піддається зовнішньому навантаженню різної конфігурації. Цей розв'язок отримується шляхом перетворення початкової задачі до одновимірної крайової задачі та використання матричної функції Гріна для її розв'язання. Основною метою є встановлення якісних та кількісних закономірностей для полів переміщень та напружень в цій задачі;

Об'єктом дослідження є пружна прямокутна область під впливом зовнішнього навантаження різної природи (статичного та динамічного).

Предметом дослідження є закономірності зміни напружено-деформований стану та хвильового поля прямокутної області в залежності від видів навантаження.

Методи дослідження. У даній дисертаційній роботі було розглянуто розв'язання мішаних динамічних та статичних задач теорії пружності для прямокутної області з використанням методу інтегральних перетворень, що безпосередньо застосовується до рівнянь рівноваги. Цей підхід дозволяє зведення вихідної задачі до одновимірної крайової задачі у просторі трансформант, відносно невідомих трансформант переміщень. Для розв'язання цієї задачі використовується матричне диференціальне числення та матриці-функції Гріна. Задачу можна звести до одного сингулярного інтегрального рівняння. Для розв'язання якого застосовується спеціальний аналітично-числовий метод, який дозволяє враховувати рухомі та нерухомі особливості у ядрі інтегрального рівняння.

Обґрунтованість та достовірність отриманих результатів забезпечується: використанням точних математичних формулювань задач у лінійній механіці суцільного тіла та механіці руйнування; використання перевірених і строгих аналітичних методів для отримання розв'язків сформульованих задач; фізичною інтерпретацією результатів розрахунків задач. Отримані результати збігаються з відомими результатами теоретичних досліджень.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в наступному:

- вперше була застосована нова методика розв'язання мішаних динамічних плоских задач теорії пружності для прямокутної області, що ґрунтується на безпосередньому перетворенні рівнянь рівноваги. Цей підхід дозволяє отримати аналітичні вирази для шуканих механічних характеристик;
- за допомогою побудови матриці-функції Гріна у формі комбінації фундаментальних базисних матриць та використання методу матричного диференціального числення, були отримані аналітичні розв'язки для мішаних плоских задач. В цих розв'язках задача була зведена до одного сингулярного інтегрального рівняння, що залежить від невідомого стрибка переміщень. Були встановлені особливості залежності полів переміщень та напружень від параметрів навантаження на короткому торці прямокутної області;

Теоретичне і практичне значення одержаних результатів. Запропонована методика для розв'язання мішаних динамічних задач теорії пружності для скінченної прямокутної області має важливе теоретичне значення для подальшого розвитку математичних методів вирішення плоских задач теорії пружності. Отримані результати стали складовою частиною курсів "Теорія пружності" та "Додаткові глави методів математичної фізики" і були використані студентами, які навчаються за спеціальністю "Прикладна математика" у написанні їх магістерських і дипломних робіт. Отримані результати також можуть знайти застосування в геомеханіці, будівництві конструкцій, вивченні міцності елементів транспортних засобів та визначенні їх безпечності та в інших сферах.

Особистий внесок здобувача. Основні результати дисертаційної роботи отримано здобувачем самостійно. У роботах у співавторстві [7, 8, 9, 12, 14, 16], науковому керівнику належить постановка задач, вибір методики їх розв'язання. Дисертантом проведено огляд літератури, виконано усі математичні перетворення при побудові розв'язків, здійснено програмну реалізацію та проведено аналіз отриманих результатів.

Апробація результатів дисертації.

Результати досліджень, які були включені до дисертаційної роботи, були представлені і обговорені на різних міжнародних наукових конференціях:

- конференція «Актуальные вопросы и перспективы развития транспортного и строительного комплексов» (Білорусь, Гомель, 2018);

- X Міжнародна наукова конференція «Математичні проблеми механіки неоднорідних структур» (Львів, 2019);
- 25-th international conference «Engineering Mechanics 2019» (Czech Republic, Svratka, 2019);
- «1st Virtual European Conference on Fracture» (Italy, 2020);
- «26th International Conference on Fracture and Structural Integrity» (Italy, Turin, 2021);
- «10th International Conference on Wave Mechanics and Vibrations» (Portugal, Lisbon, 2022)

Публікації. Основні наукові положення дисертаційного дослідження відображено у 6 публікаціях, дві статті [8, 9] опубліковано у провідних фахових виданнях України, що входить у перелік ДАК України, статті [7, 12, 14, 16] прореферовано у міжнародній наукометричній базі Scopus.

Структура і обсяг дисертації. ??? Приблизний текст (Робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, списку використаної літератури, що включає 173 найменування. Загальний обсяг дисертації становить 160 сторінок, із них 119 сторінок основного тексту. Робота містить 68 рисунків та 1 таблицю.)

Подяка. Автор висловлює глибоку подяку своєму першому вчителю професору та науковому керівнику Н. Д. Вайсфельд, який сприяв виникненню його інтересу до математичних проблем механіки та визначив напрям наукових досліджень. Дисертант висловлює щиру вдячність кандидату фізико-математичних наук, доценту Ю. С. Процерову за цінні наукові поради, що допомогли успішному проведенню досліджень.

1 Огляд літератури

Дослідження напружено-деформованого стану пружних тіл почало активно розвиватися у ХІХ столітті і залишається актуальним до нашого часу. Це пояснюється широким спектром застосування в різноманітних інженерних галузях. Класична лінійна теорія пружності є основою для більшості міцностних розрахунків в техніці. Під час експлуатації будівель та інших конструкцій вони піддаються механічним, температурним та іншим впливам. Тому при проектуванні необхідно враховувати міцність таких конструкцій. Характеристики міцності виробів можна отримати шляхом аналізу напружено-деформованого стану їх пружних моделей. Одним з таких моделей є скінченна прямокутна область. Тому актуальною проблемою є розробка аналітично-числових методів для дослідження її напружено-деформованого стану.

2 МЕТОДИКА ПОБУДОВИ РОЗВ'ЯЗКІВ МІШАНИХ ЗАДАЧ ТЕОРІЇ ПРУЖНО- СТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ

У даному розділі наведено опис аналітичного апарату, який використовується для розв'язання мішаних задач теорії пружності для прямокутної області. Цей підхід базується на результатах раніше проведених досліджень, зокрема робіт [1] і [2]. Розглянута методика розв'язання мішаних плоских задач ґрунтується на застосуванні інтегральних перетворень безпосередньо до системи рівнянь рівноваги Ламе та крайових умов. Це дозволяє зводити вихідну задачу до векторної одновимірної крайової задачі. Векторна одновимірна крайова задача точно розв'язується за допомогою матричного диференційного числення та матричної функції Гріна. Що призводить у результаті до сингулярного інтегрального рівняння яке розв'язане за допомогою методу ортогональних многочленів описаного [3].

2.1 Постановка задачі

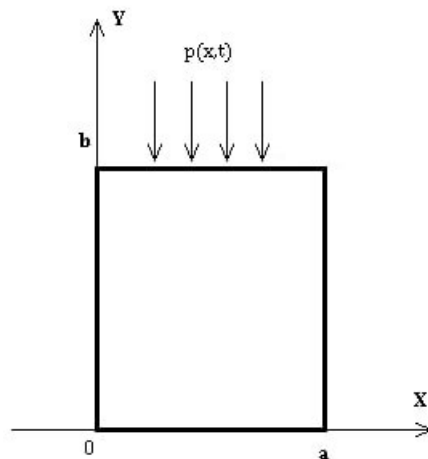


Рис. 2.1: Геометрія проблеми

Розглядається пружна прямокутна область (Рис: 2.1), яка займає область, що у декартовій системі координат описується співвідношенням $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$.

До прямокутної області на грані $y = b$ додане нормальне навантаження

$$\sigma_y(x, y, t)|_{y=b} = -p(x, t), \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=b} = 0, \quad 0 \leq x \leq a \quad (2.1)$$

де $p(x, t)$ відома функція. На нижній грані виконуються наступні умови

$$v(x, y, t)|_{y=0}, \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=0} = 0 \quad (2.2)$$

На бічних гранях $x = 0$ та $x = a$ граничні умови запишемо у формі

$$U_1[f(x, y, t)] = 0, \quad U_2[f(x, y, t)] = 0, \quad 0 \leq y \leq b \quad (2.3)$$

Де

$$U_1[f(x, y, t)] = \left[\alpha_1 f(x, y, t) + \beta_1 \frac{\partial f(x, y, t)}{\partial x} \right] |_{x=0}$$

$$U_2[f(x, y, t)] = \left[\alpha_2 f(x, y, t) + \beta_2 \frac{\partial f(x, y, t)}{\partial x} \right] |_{x=a}$$

граничні функціонали у загальному виді (для кожної конкретної задачі вони будуть деталізовані), $f(x, y, t) = (u(x, y, t), v(x, y, t))^T$ - вектор переміщень.

Розглядаються наступні рівняння рівноваги Ламе:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x \partial y} \right) = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial t^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

Будемо розглядати випадок гармонічних коливань, тому можемо предствавити функції у наступному вигляді:

$$u(x, y, t) = u(x, y) e^{i\omega t}, \quad v(x, y, t) = v(x, y) e^{i\omega t}, \quad p(x, t) = p(x) e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

Таким чином отримаємо наступні рівняння рівноваги:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \right) = -\frac{\omega^2}{c_1^2} u(x, y) \\ \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \right) = -\frac{\omega^2}{c_2^2} v(x, y) \end{cases} \quad (2.6)$$

Та граничні умови:

$$\begin{cases} \sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x), \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=b} = 0 \\ v(x, y)|_{y=0}, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=0} = 0 \\ U_1[f(x, y)] = 0, \quad U_2[f(x, y)] = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Введемо невідомі функції $\chi_1(y) = u(0, y)$, $\chi_2(y) = v(0, y)$, $\chi_3(y) = u(a, y)$, $\chi_4(y) = v(a, y)$. Враховучи умову (2.3), отримаємо, що $\frac{\partial u(0, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_1(y)$, $\frac{\partial v(0, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(y)$, $\frac{\partial u(a, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_3(y)$, $\frac{\partial v(a, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(y)$. Отже умова (2.3) виконується автоматично.

2.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант та її розв'язання

Для того, щоб звести задачу до одновимірної задачі, використаємо інтегральне перетворення Фур'є по змінній x до рівнянь (2.6) в наступному вигляді:

$$\begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} = \int_0^a \begin{pmatrix} u(x, y) \sin(\alpha_n x) \\ v(x, y) \cos(\alpha_n x) \end{pmatrix} dx, \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (2.8)$$

Для цього помножимо перше та друге рівняння (2.6) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq x \leq a$. Покрокове інтегрування рівняння (2.6) наведено у (Додаток А). Отримана система рівнянь задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0 - \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = \\ = \alpha_n (1 + \mu_0) (\chi_3(y) \cos(\alpha_n a) - \chi_1(y)) \\ (1 + \mu_0) v_n''(y) + \alpha_n \mu_0 u_n'(y) - (\alpha_n^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = \\ = (\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(y) \cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(y)) - \mu_0 (\chi_3'(y) \cos(\alpha_n a) - \chi_1'(y)) \end{cases} \quad (2.9)$$

Застосовуючи інтегральне перетворення до граничних умов, отримуємо наступні умови задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} ((2G + \lambda) v_n'(y) + \alpha_n \lambda u_n(y)) |_{y=b} = -p_n \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y)) |_{y=b} = 0 \\ v_n(y) |_{y=0} = 0 \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y)) |_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

де $p_n = \int_0^a p(x) \cos(\alpha_n x) dx$

Для того щоб розв'язати задачу у просторі трансформант, перепишемо її у матрично-векторній формі. Рівняння рівноваги (2.9) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} L_2 [Z_n(y)] &= A * Z_n''(y) + B * Z_n'(y) + C * Z_n(y) \\ L_2 [Z_n(y)] &= F_n(y) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Де

$$\begin{aligned} A &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \mu_0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 \\ \alpha_n \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \\ C &= \begin{pmatrix} -\alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix}, \quad Z_n(y) = \begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$F_n(y) = \left(\begin{array}{c} \alpha_n(1 + \mu_0)(\chi_3(y)\cos(\alpha_n a) - \chi_1(y)) \\ (\frac{\alpha_2}{\beta_2}\chi_4(y)\cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1}\chi_2(y)) - \mu_0(\chi_3'(y)\cos(\alpha_n a) - \chi_1'(y)) \end{array} \right)$$

Граничні умови (2.10) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} U_i [Z_n(y)] &= E_i * Z_n'(b_i) + F_i * Z_n(b_i) \\ U_i [Z_n(y)] &= D_i \end{aligned} \quad (2.12)$$

де $i = \overline{0, 1}$, $b_0 = b$, $b_1 = 0$,

$$\begin{aligned} E_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix}, \quad F_0 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix}, \\ E_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ D_0 &= \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

Для знаходження розв'язку задачі у просторі трансформант, знайдем фундаментальну матрицю рівняння (2.11). Шукати її будемо у наступному вигляді [4]:

$$Y(y) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds \quad (2.13)$$

де $M(s)$ - характеристична матриця рівняння (2.11), а C - замкнений контур який містить усі особливі точки $M^{-1}(s)$. $M(s)$ будемо шукати з наступної умови

$$L_2 [e^{sy} * I] = e^{sy} * M(s), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} L_2 [e^{sy} * I] &= e^{sy} (s^2 A * I + sB * I + C * I) = \\ &= e^{sy} \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \Rightarrow \\ M(s) &= \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Знайдемо тепер $M^{-1}(s) = \frac{\widetilde{M(s)}}{\det[M(s)]}$.

$$\widetilde{M(s)} = \begin{pmatrix} s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s \\ -\alpha_n \mu_0 s & s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{vmatrix} = \\ &= (s - s_1)(s + s_1)(s - s_2)(s + s_2) \end{aligned} \quad (2.17)$$

де $s_1, s_2, -s_1, -s_2$ корені $\det[M(s)] = 0$, детальне знаходження яких наведено в (Додаток В).

Враховучи це, знайдемо значення фундаментальної матриці за допомогою теореми про лишки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds &= \frac{2\pi i}{2\pi i(1 + \mu_0)} \sum_{i=1}^4 \text{Res} \left[e^{sy} \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]} \right] = \\ &= (Y_0(y) + Y_1(y) + Y_2(y) + Y_3(y)) \end{aligned}$$

Знайдемо $Y_0(y)$:

$$\begin{aligned} Y_0(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s + s_1)(s - s_2)(s + s_2)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=s_1} = \\ &= \frac{e^{s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_1 \\ -\alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Знайдемо $Y_1(y)$:

$$\begin{aligned} Y_1(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s - s_1)(s - s_2)(s + s_2)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=-s_1} = \\ &= -\frac{e^{-s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_1 \\ \alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Знайдемо $Y_2(y)$:

$$\begin{aligned} Y_2(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s + s_2)(s - s_1)(s + s_1)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=s_2} = \\ &= \frac{e^{s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_2 \\ -\alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Знайдемо $Y_3(y)$:

$$\begin{aligned} Y_3(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s - s_2)(s - s_1)(s + s_1)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=-s_2} = \\ &= -\frac{e^{-s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_2 \\ \alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.21)$$

2.3 Побудова матриці-функції Гріна

Для побудови матриці-функції Гріна спочатку знайдемо тепер фундаментальні базисні матриці $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$, шукати їх будемо у наступному вигляді:

$$\Psi_i(y) = (Y_0(y) + Y_1(y)) * C_1^i + (Y_2(y) + Y_3(y)) * C_2^i \quad (2.22)$$

Залишилось знайти невідомі матриці коефіцієнтів C_1^0 , C_2^0 , C_1^1 , C_2^1 використовуючи граничні умови (2.12). Покрокове знаходження яких наведено у (Додаток С). Для подальшого введемо наступні позначення для елементів матриць $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$:

$$\Psi_0(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^0(y) & \Psi_2^0(y) \\ \Psi_3^0(y) & \Psi_4^0(y) \end{pmatrix}, \quad \Psi_1(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^1(y) & \Psi_2^1(y) \\ \Psi_3^1(y) & \Psi_4^1(y) \end{pmatrix}$$

Таким чином матрицю Гріна можемо записати у вигляді:

$$G(y, \xi) = \begin{cases} \Psi_0(y) * \Psi_1(\xi), & 0 \leq y < \xi \\ \Psi_1(y) * \Psi_0(\xi), & \xi < y \leq b \end{cases} \quad (2.23)$$

Для данної матриці Гріна виконано усі властивості, зокрема виконані однорідні граничні умови (2.12) та однорідні рівняння рівноваги у просторі трансформант (2.11):

$$L_2 [G(y, \xi)] = 0$$

$$U_0 [G(y, \xi)] = 0, \quad U_1 [G(y, \xi)] = 0,$$

Таким чином ми можемо записати розв'язок крайової задачі у просторі трансформант:

$$Z_n(y) = \int_0^b G(y, \xi) F_n(\xi) d\xi + \Psi_0(y) * D_0 + \Psi_1(y) * D_1 \quad (2.24)$$

Введемо наступні позначення $G(y, \xi) = \begin{pmatrix} g_1(y, \xi) & g_2(y, \xi) \\ g_3(y, \xi) & g_4(y, \xi) \end{pmatrix}$, $F_n(y) = \begin{pmatrix} f_n^1(y) \\ f_n^2(y) \end{pmatrix}$. Враховуючи це, шукані функції перемішень у просторі трансформант можна записати у наступному вигляді

$$u_n(y) = \int_0^b [g_1(y, \xi) f_n^1(\xi) + g_2(y, \xi) f_n^2(\xi)] d\xi - \psi_0^2(y) p_n \quad (2.25)$$

$$v_n(y) = \int_0^b [g_3(y, \xi) f_n^1(\xi) + g_4(y, \xi) f_n^2(\xi)] d\xi - \psi_0^4(y) p_n \quad (2.26)$$

Використовуючи обернене інтегральне перетворення Фур'є до розв'язку задачі у просторі трансформант (2.25), (2.26), отримаємо фінальний розв'язок задачі

$$u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (2.27)$$

$$v(x, y) = \frac{v_0(y)}{a} + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (2.28)$$

Знайдемо тепер $v_0(y)$ розглянувши задачу у просторі трансформант (2.9), (2.10) при $n = 0$, $\alpha_n = 0$. Детальний розв'язок якої наведено в (Додаток D). Тоді остаточний розв'язок $v(x, y)$ буде мати вигляд

$$\begin{aligned} v(x, y) = & \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x) - \psi_0(y) \frac{p_0}{a(2G + \lambda)} + \\ & + \frac{1}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) \left[\left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(\xi) \cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(\xi) \right) - \right. \\ & \left. - \frac{\mu_0}{(1 + \mu_0)} (\chi_3'(\xi) \cos(\alpha_n a) - \chi_1'(\xi)) \right] d\xi \end{aligned} \quad (2.29)$$

Залишилось знайти невідомі функції $\chi_1(y)$, $\chi_2(y)$, $\chi_3(y)$, $\chi_4(y)$. В подальшому в данній роботі розглянуто випадок таких граничних умов які призводять лише до однієї невідомої функції $f(y) = \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=a}$. Для знаходження якої буде побудовано інтегральне рівняння завдяки граничній умові $\sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x)$.

2.4 Загальна схема розв'язку сингулярного інтегрального рівняння

Розглянемо випадок граничних умов другої основної задачі теорії пружності, в результаті отримаємо лише одну невідому функцію $f(y) = \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=a}$. З цього отримаємо значення $f_n^1(\xi) = 0$, $f_n^2(\xi) = -\cos(\alpha_n a) f(\xi)$. Запишемо тепер фінальний розв'язок для цього випадку:

$$u(x, y) = -\frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_2(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^2(y) p_n \right) \sin(\alpha_n x) \quad (2.30)$$

$$v(x, y) = -\frac{1}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) f(\xi) d\xi - \psi_0(y) \frac{p_0}{a(2G + \lambda)} - \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_4(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^4(y) p_n \right) \cos(\alpha_n x) \quad (2.31)$$

Використаємо граничну умову $\sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x)$ для того, щоб отримати інтегральне рівняння:

$$(2G + \lambda) \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=b} + \lambda \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \Big|_{y=b} = -p(x) \Leftrightarrow$$

$$-\frac{(2G + \lambda)}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi - \psi_0'(b) \frac{p_0}{a} -$$

$$-\frac{2(2G + \lambda)}{a} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_4(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^4(y) p_n \right) \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} -$$

$$\frac{2\lambda}{a} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_2(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^2(y) p_n \right) \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b} = -p(x)$$

Введемо позначення:

$$a_1(x) = ap(x) - 2(2G + \lambda) \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^4(y) p_n \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} -$$

$$- 2\lambda \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^2(y) p_n \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \psi_0'(b) p_0 \quad (2.32)$$

Враховуючи його отримаємо наступне інтегральне рівняння відносно $f(\xi)$:

$$\frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi +$$

$$+ \int_0^b \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi = a_1(x) \quad (2.33)$$

Розглянемо ряд:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^N (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b+} \\
& + a_2 \sum_{n=N}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + \\
& + a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) - \\
& - a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) = \\
& = a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x)
\end{aligned}$$

де:

$$a_2 = \frac{2}{\pi} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b},$$

$$\begin{aligned}
a_3(\xi, x) &= \sum_{n=1}^N \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b-} \\
&- a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x)
\end{aligned}$$

Використовуючи формулу 5.4.12.8 [6] отримаємо:

$$\begin{aligned}
& a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x) = \\
& = \frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x)
\end{aligned}$$

Повернемося до інтегралу

$$\begin{aligned}
& \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi + \\
& + \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) \right) f(\xi) d\xi = \\
& = \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) + \right. \\
& + \left. \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} \right) f(\xi) d\xi = \\
& = \left[\begin{array}{l} t = \frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - 1}{1 - ch(\frac{\pi}{2a}b)} \\ sh(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) d\xi = -\frac{2a}{\pi} (ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1) dt \\ \xi = 0, \quad t = 1 \\ \xi = b, \quad t = 0 \\ \xi = b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1) \end{array} \right] = \\
& = a_5 \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f(t)} dt \quad (2.34)
\end{aligned}$$

де:

$$\begin{aligned}
a_3(\widetilde{t}, x) &= a_3 \left(b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1), x \right) + \\
&+ \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1))}{\partial y} \Big|_{y=b} \\
f(t) &= f(b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1)) \\
a_4(t) &= \frac{1}{sh \left(arch \left[(ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1 \right] \right)} \\
a_5 &= 2a(ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)
\end{aligned}$$

Таким чином отримаємо наступне інтегральне рівняння:

$$\frac{a_5}{\pi} \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f(t)} dt = a_1(x) \quad (2.35)$$

Розв'язок якого будемо шукати у наступному вигляді:

$$\widetilde{f(t)} = \frac{1}{a_2 a_4(t)} \frac{1}{\sqrt{1 - t^2}} \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k T_{2k+1}(t) \quad (2.36)$$

Де φ_k - невідомі коефіцієнти, $T_{2k+1}(t)$ - поліном Чебишева першого роду.

Таким чином отримаємо

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\varphi_k}{4} \frac{1}{\pi} \int_0^1 \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt + \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, x)}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \Leftrightarrow \end{aligned}$$

Використовуючи формулу В.1.9 [5]

$$\sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{T_{2k+1}(\cos(\frac{\pi}{2a}x))}{4(2k+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, x)}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \quad (2.37)$$

Введемо позначення

$$l = \cos(\frac{\pi}{2a}x), \quad \widetilde{a_1(l)} = \frac{a_1(\frac{2a}{\pi} \arccos(l))}{a_5}$$

Помножимо обидві частини рівняння (2.37) скалярно на $\frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}}$ та проінтегруємо по змінній l на інтервалі $(-1; 1)$. Та використовуючи формулу 2.3.2 [5] отримаємо наступне бескінечну алгебричну систему відносно невідомих коефіцієнтів φ_k , яка в подальшому буде розв'язуватись методом редукції.

$$\frac{\phi_m \pi}{8(2m+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \phi_k g_{k,m} = f_m \quad (2.38)$$

Де $g_{k,m} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, \frac{2a}{\pi} \arccos(l))}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt dl$, $f_m = \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l) \widetilde{a_1(l)}}{\sqrt{1-l^2}} dl$ інтеграли відомих функцій

2.5 Висновки до другого розділу

Безпосередньо застосовані інтегральні перетворення до рівнянь рівноваги Ламе та крайових умов плоскої задачі теорії пружності для прямокутної області. Це дозволило уникнути використання допоміжних гармонічних або бігармонічних функцій. Зведено вихідну задачу до одновимірної векторної крайової задачі у просторі трансформант. Цю задачу було розв'язано за допомогою методів диференціального матричного числення. Для цього була побудована фундаментальна базисна матрична система розв'язків однорідного матричного рівняння та матриця-функція Гріна для диференціального векторного рівняння другого порядку. Побудовано та розв'язано

сінгулярне інтегральне рівняння відносно невідомої функції шляхом використання методу ортогональних поліномів, та зведення рівняння до бескінечної алгебричної системи, яка в подальшому була розв'язана методом редукції.

3 СТАТИЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ІДЕАЛЬНОГО КОНТАКТУ НА БІЧНИХ ГРАНЯХ

У даному розділі досліджено плоска статична задача теорії пружності для прямокутної області, за умов ідеального контакту на бічних гранях.

Вихідна задача зведена до одновимірної задачі у просторі трансформант за допомогою інтегрального перетворення Фур'є. Отримана крайова задача розв'язана точно за допомогою методу матрично диференціального числення, фундаментальний розв'язок представлений як інтеграл по замкненому контуру, який в свою чергу, був знайдений за допомогою теореми про лишки. Остаточний вигляд для функцій переміщень та напружень отриман шляхом оберненого перетворення Фур'є.

Проведено чисельний аналіз отриманих функцій переміщень та напружень для різних розмірів прямокутної області та різних видів навантаження.

Результати розділу опубліковані в [7], [8], [9], а також доповідалась на конференціях [10], [11].

3.1 Постановка задачі

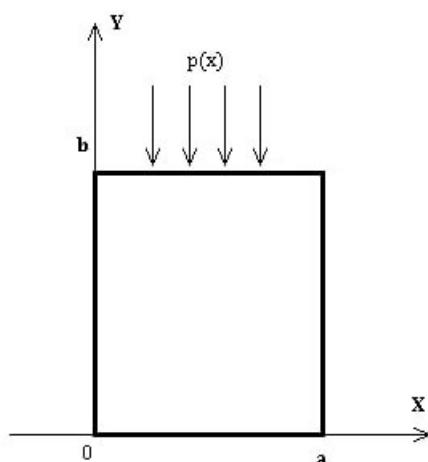


Рис. 3.1: Геометрія проблеми

Розглядається пружна прямокутна область (Рис: 3.1), яка займає

область, що описується у декартовій системі координат співвідношенням $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$.

До прямокутної області на грані $y = b$ додане нормальне навантаження

$$\sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x), \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=b} = 0 \quad (3.1)$$

де $p(x)$ відома функція.

На бічних гранях виконується умова ідеального контакту

$$u(x, y)|_{x=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=0} = 0 \quad (3.2)$$

$$u(x, y)|_{x=a} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=a} = 0 \quad (3.3)$$

На нижній грані виконуються наступні умови

$$v(x, y)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=0} = 0 \quad (3.4)$$

Розглядаються наступні рівняння рівноваги Ламе:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \right) = 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

3.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант

Для того, щоб звести задачу до одновимірної задачі, використаємо інтегральне перетворення Фур'є по змінній x до рівнянь (3.5) в наступному вигляді:

$$\begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} = \int_0^a \begin{pmatrix} u(x, y) \sin(\alpha_n x) \\ v(x, y) \cos(\alpha_n x) \end{pmatrix} dx, \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (3.6)$$

Для цього помножимо перше та друге рівняння (3.5) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq x \leq a$. Покрокове інтегрування рівняння (3.5) наведено у (Додаток А). Отримана система рівнянь задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) - \alpha_n^2 (1 + \mu_0) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v_n''(y) + \alpha_n \mu_0 u_n'(y) - \alpha_n^2 v_n(y) = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Застосовуючи інтегральне перетворення до граничних умов, отримаємо наступні умови задачі у просторі трансформант

$$\begin{cases} ((2G + \lambda) v_n'(y) + \alpha_n \lambda u_n(y))|_{y=b} = -p_n \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=b} = 0 \\ v_n(y)|_{y=0} = 0 \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

де $p_n = \int_0^a p(x) \cos(\alpha_n x) dx$

3.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми

Для того щоб розв'язати задачу у просторі трансформант, перепишемо її у матрично-векторній формі. Рівняння рівноваги (3.7) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} L_2 [Z_n(y)] &= A * Z_n''(y) + B * Z_n'(y) + C * Z_n(y) \\ L_2 [Z_n(y)] &= 0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

Де

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \mu_0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 \\ \alpha_n \mu_0 & 0 \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} -\alpha_n^2(1 + \mu_0) & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 \end{pmatrix}$$

$$Z_n(y) = \begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix}$$

Граничні умови (3.8) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} U_i [Z_n(y)] &= E_i * Z_n'(b_i) + F_i * Z_n(b_i) \\ U_i [Z_n(y)] &= D_i \end{aligned} \quad (3.10)$$

де $i = \overline{0, 1}$, $b_0 = b$, $b_1 = 0$,

$$E_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix}, \quad F_0 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix},$$

$$E_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$D_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

Для знаходження розв'язку задачі у просторі трансформант, знайдемо фундаментальну матрицю рівняння (3.9). Шукати її будемо у наступному вигляді [4]:

$$Y(y) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds \quad (3.11)$$

Де $M(s)$ - характеристична матриця рівняння (3.9), а C - замкнений контур який містить усі особливі точки. Яку будемо шукати з наступної умови

$$L_2 [e^{sy} * I] = e^{sy} * M(s), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}
L_2[e^{sy} * I] &= e^{sy} (s^2 A * I + sB * I + C * I) = \\
&= e^{sy} \left(\begin{pmatrix} s^2 & 0 \\ 0 & s^2(1 + \mu_0) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\alpha_n^2(1 + \mu_0) & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 \end{pmatrix} \right) = \\
&= e^{sy} \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{pmatrix} \Rightarrow
\end{aligned}$$

$$M(s) = \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Знайдемо тепер $M^{-1}(s) = \frac{\widetilde{M(s)}}{\det[M(s)]}$.

$$\widetilde{M(s)} = \begin{pmatrix} s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 & \alpha_n \mu_0 s \\ -\alpha_n \mu_0 s & s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned}
\det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{vmatrix} = \\
&= (1 + \mu_0)(s - \alpha_n)^2(s + \alpha_n)^2
\end{aligned} \quad (3.15)$$

Де $\alpha_n, -\alpha_n$, корені $\det[M(s)] = 0$, детальне знаходження яких наведено в (Додаток В).

Враховуци це, тепер знайдемо значення фундаментальної матрицю за допомогою теореми про лишки:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds &= \frac{2\pi i}{2\pi i(1 + \mu_0)} \sum_{i=1}^2 Res \left[e^{sy} \frac{\widetilde{M(s)}}{\det[M(s)]} \right] = \\
&= \frac{1}{(1 + \mu_0)} (Y_0(y) + Y_1(y))
\end{aligned}$$

Знайдемо $Y_0(y)$:

$$\begin{aligned}
Y_0(y) &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{e^{sy}}{(s + \alpha_n)^2} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=\alpha_n} = \\
&= \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 & \alpha_n \mu_0 y \\ -\alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \quad (3.16)$$

Знайдемо $Y_1(y)$:

$$\begin{aligned}
Y_1(y) &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{e^{sy}}{(s - \alpha_n)^2} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=-\alpha_n} = \\
&= \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 & -\alpha_n \mu_0 y \\ \alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \quad (3.17)$$

Таким чином можна записати розв'язок задачі у просторі трансформант:

$$Z_n(y) = \frac{1}{1 + \mu_0} \left(Y_0(y) * \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} + Y_1(y) * \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix} \right) \quad (3.18)$$

Залишилось знайти невідомі коефіцієнти c_1, c_2, c_3, c_4 , використовуючи граничні умови (3.10). Покрокове знаходження коефіцієнтів наведено у (Додаток Е). Таким чином можна записати розв'язок у просторі трансформант:

$$\begin{aligned} u_n(y) = & \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n(1 + \mu_0)} [c_1(\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) + c_2(\alpha_n \mu_0 y)] + \\ & + \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n(1 + \mu_0)} [c_3(\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) + c_4(-\alpha_n \mu_0 y)] \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} v_n(y) = & \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n(1 + \mu_0)} [c_1(-\alpha_n \mu_0 y) + c_2(-\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0)] + \\ & + \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n(1 + \mu_0)} [c_3(\alpha_n \mu_0 y) + c_4(-\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0)] \end{aligned} \quad (3.20)$$

3.4 Побудова розв'язку вихідної задачі

Використовуючи обернене інтегральне перетворення Фур'є до розв'язку задачі у просторі трансформант (3.19), (3.20), отримаємо фінальний розв'язок задачі

$$u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (3.21)$$

$$v(x, y) = \frac{v_0(y)}{a} + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (3.22)$$

Останній крок це знаходження $v_0(y)$ у випадку коли $n = 0, \alpha_n = 0$. Для цього повернемося до другого рівняння (3.7), та запишемо його для цього випадку:

$$(1 + \mu_0)v_n''(y) = 0 \quad (3.23)$$

Та граничні умови:

$$\begin{cases} (2G + \lambda)v_0'(y)|_{y=b} = -p_0 \\ v_0(y)|_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

Де $p_0 = \int_0^a p(x) dx$

Розв'язок рівняння (3.23):

$$v_0(y) = c_1 + c_2 y \quad (3.25)$$

Заставляючи граничні умови (3.24) для знаходження коефіцієнтів c_1 , c_2 , отримаємо розв'язок задачі задачі:

$$v_0(y) = \frac{-p_0}{(2G + \lambda)} y \quad (3.26)$$

Тепер остаточний розв'язок задачі можна записати у вигляді:

$$\begin{cases} u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), & \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \\ v(x, y) = \frac{-p_0}{(2G + \lambda)a} y + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), & \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \end{cases} \quad (3.27)$$

3.5 Чисельні розрахунки

Наведені чисельні експерименти розглядаються для сталі ($E = 200$ ГПа, $\mu = 0.25$).

Розглянута прямокутна область $0 \leq x \leq 10$, $0 \leq y \leq 15$, при функції навантаження $p(x) = (x - 2.5)^2$. На малюнках (Рис: 3.2), (Рис: 3.3), (Рис: 3.4), (Рис: 3.5) представлені функції переміщень $u(x, y)$, $v(x, y)$ та напружень $\sigma_x(x, y)$, $\sigma_y(x, y)$ відповідно.

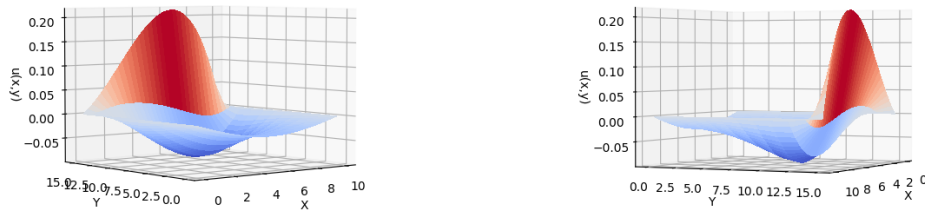


Рис. 3.2: Функція $u(x, y)$

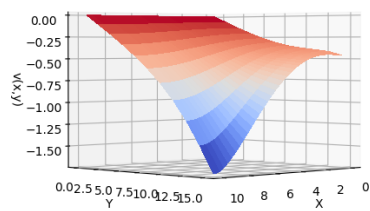
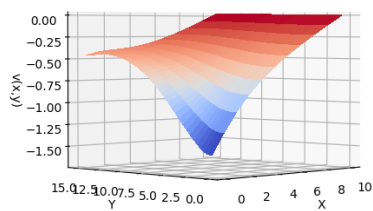


Рис. 3.3: Функція $v(x, y)$

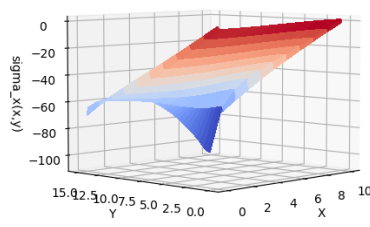
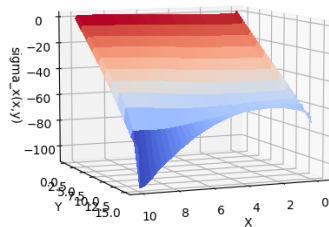


Рис. 3.4: Функція $\sigma_x(x, y)$

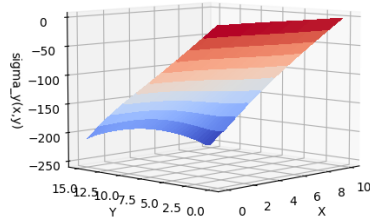
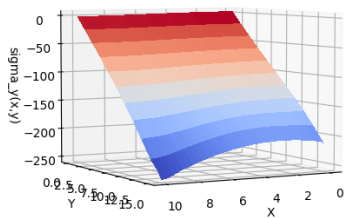


Рис. 3.5: Функція $\sigma_y(x, y)$

3.6 Висновки до третього розділу розділу

Отримано точне розв'язок статичної задачі для прямокутної області за умов ідеального контакту на бічних гранях. Досліджено поля переміщень та напружень для різних видів навантаження і розмірів прямокутної області.

4 ДИНАМІЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ІДЕАЛЬНОГО КОНТАКТУ НА БІЧНИХ ГРАНЯХ

У даному розділі досліджено плоска динамічна задача теорії пружності для прямокутної області, за умов ідеального контакту на бічних гранях.

Вихідна задача зведена до одновимірної задачі у просторі трансформант за допомогою інтегрального перетворення Фур'є. Отримана крайова задача розв'язана точно за допомогою методу матрично диференціального числення, фундаментальний розв'язок представлений як інтеграл по замкненому контуру, який в свою чергу, був знайдений за допомогою теореми про лишки. Остаточний вигляд для функцій переміщень та напружень отриман шляхом оберненого перетворення Фур'є.

Проведено чисельний аналіз отриманих функцій переміщень та напружень для різних розмірів прямокутної області та різних видів навантаження.

Результати розділу опубліковані в [14], а також доповідалась на конференції [15].

4.1 Постановка задачі

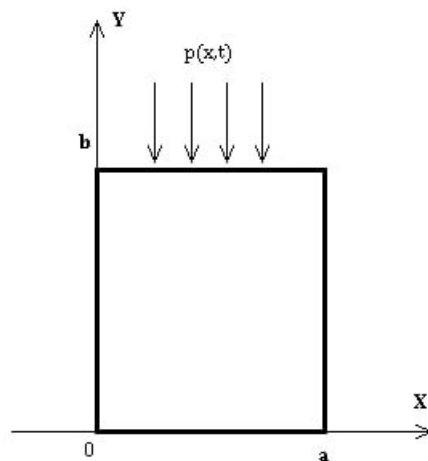


Рис. 4.1: Геометрія проблеми

Розглядається пружна сама прямокутна область (Рис: 4.1), яка

займає облась, що описується у декартовій системі координат співвідношенням $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$.

До прямокутної області на грані $y = b$ додане нормальне навантаження

$$\sigma_y(x, y, t)|_{y=b} = -p(x, t), \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=b} = 0 \quad (4.1)$$

де $p(x, t)$ відома функція. На бічних гранях виконується умова ідеального контакту

$$u(x, y, t)|_{x=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{x=0} = 0 \quad (4.2)$$

$$u(x, y, t)|_{x=a} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{x=a} = 0 \quad (4.3)$$

На нижній грані виконуються наступні умови

$$v(x, y, t)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=0} = 0 \quad (4.4)$$

Розглядаються наступні рівняння рівноваги Ламе:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x \partial y} \right) = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial t^2} \end{cases} \quad (4.5)$$

Будемо розглядати випадок гармонічних коливань, тому можемо предствавити функції у наступному вигляді:

$$u(x, y, t) = u(x, y)e^{i\omega t}, \quad v(x, y, t) = v(x, y)e^{i\omega t}, \quad p(x, t) = p(x)e^{i\omega t} \quad (4.6)$$

Таким чином отримаємо наступні рівняння рівноваги:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \right) = -\frac{\omega^2}{c_1^2} u(x, y) \\ \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \right) = -\frac{\omega^2}{c_2^2} v(x, y) \end{cases} \quad (4.7)$$

Та граничні умови:

$$\begin{cases} \sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x, t), \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=b} = 0 \\ v(x, y)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=0} = 0 \\ u(x, y)|_{x=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=0} = 0 \\ u(x, y)|_{x=a} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=a} = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

4.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант

Для того, щоб звести задачу до одновимірної задачі, використаємо інтегральне перетворення Фур'є по змінній x до рівнянь (4.7) наступного вигляді:

$$\begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} = \int_0^a \begin{pmatrix} u(x, y) \sin(\alpha_n x) \\ v(x, y) \cos(\alpha_n x) \end{pmatrix} dx, \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (4.9)$$

Для цього помножимо перше та друге рівняння (4.7) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq x \leq a$. Покрокове інтегрування рівняння (4.7) наведено у (Додаток А). Отримана система рівнянь задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) + (-\alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v_n''(y) + \alpha_n \mu_0 u_n'(y) + (-\alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = 0 \end{cases} \quad (4.10)$$

Застосовуючи інтегральне перетворення до граничних умов, отримаємо наступні умови задачі у просторі трансформант

$$\begin{cases} ((2G + \lambda) v_n'(y) + \alpha_n \lambda u_n(y))|_{y=b} = -p_n \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=b} = 0 \\ v_n(y)|_{y=0} = 0 \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (4.11)$$

де $p_n = \int_0^a p(x) \cos(\alpha_n x) dx$

4.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми

Для того щоб розв'язати задачу у просторі трансформант, перепишемо її у матрично-векторній формі. Рівняння рівноваги (4.10) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} L_2 [Z_n(y)] &= A * Z_n''(y) + B * Z_n'(y) + C * Z_n(y) \\ L_2 [Z_n(y)] &= 0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Де

$$\begin{aligned} A &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \mu_0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 \\ \alpha_n \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \\ C &= \begin{pmatrix} -\alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix}, \quad Z_n(y) = \begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Граничні умови (4.11) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} U_i [Z_n(y)] &= E_i * Z_n'(b_i) + F_i * Z_n(b_i) \\ U_i [Z_n(y)] &= D_i \end{aligned} \quad (4.13)$$

Де $i = \overline{0, 1}$, $b_0 = b$, $b_1 = 0$,

$$E_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix}, \quad F_0 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix},$$

$$E_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$D_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

Для знаходження розв'язку задачі у просторі трансформант, знайдем фундаментальну матрицю рівняння (4.12). Шукати її будемо у наступному вигляді [4]:

$$Y(y) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds \quad (4.14)$$

Де $M(s)$ - характеристична матриця рівняння (4.12), а C - замкнений контур який містить усі особливі точки. Яку будемо шукати з наступної умови

$$L_2 [e^{sy} * I] = e^{sy} * M(s), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} L_2 [e^{sy} * I] &= e^{sy} (s^2 A * I + sB * I + C * I) = \\ &= e^{sy} \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$M(s) = \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

Знайдемо тепер $M^{-1}(s) = \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]}$.

$$\widetilde{M}(s) = \begin{pmatrix} s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s \\ -\alpha_n \mu_0 s & s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{vmatrix} = \\ &= (s - s_1)(s + s_1)(s - s_2)(s + s_2) \end{aligned} \quad (4.18)$$

Де $s_1, s_2, -s_1, -s_2$ корені $\det[M(s)] = 0$, детальне знаходження яких наведено в (Додаток В).

Враховучи це, тепер знайдемо значення фундаментальної матрицю за допомогою теореми про лишки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds &= \frac{2\pi i}{2\pi i(1+\mu_0)} \sum_{i=1}^4 \text{Res} \left[e^{sy} \frac{\widetilde{M(s)}}{\det[M(s)]} \right] = \\ &= (Y_0(y) + Y_1(y) + Y_2(y) + Y_3(y)) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_0(y)$:

$$\begin{aligned} Y_0(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s+s_1)(s-s_2)(s+s_2)} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=s_1} = \\ &= \frac{e^{s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1+\mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_1 \\ -\alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (4.19) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_1(y)$:

$$\begin{aligned} Y_1(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s-s_1)(s-s_2)(s+s_2)} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=-s_1} = \\ &= -\frac{e^{-s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1+\mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_1 \\ \alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (4.20) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_2(y)$:

$$\begin{aligned} Y_2(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s+s_2)(s-s_1)(s+s_1)} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=s_2} = \\ &= \frac{e^{s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1+\mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_2 \\ -\alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (4.21) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_3(y)$:

$$\begin{aligned} Y_3(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s-s_2)(s-s_1)(s+s_1)} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=-s_2} = \\ &= -\frac{e^{-s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1+\mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_2 \\ \alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (4.22) \end{aligned}$$

Таким чином ми можемо записати розв'язок задачі у просторі трансформант:

$$Z_n(y) = (Y_0(y) + Y_1(y)) * \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} + (Y_2(y) + Y_3(y)) * \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Залишилось знайти невідомі коефіцієнти c_1, c_2, c_3, c_4 , використовуючи граничні умови (4.13). Покрокове знаходження коефіцієнтів наведено у (Додаток Е). Таким чином ми можемо записати розв'язок у просторі трансформант:

$$\begin{aligned} u_n(y) = & \frac{(s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1 y} - e^{-s_1 y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)(1 + \mu_0)} c_1 + \\ & + \frac{(s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2 y} - e^{-s_2 y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)(1 + \mu_0)} c_3 + \\ & + \frac{(s_1 \alpha_n y)(e^{s_1 y} + e^{-s_1 y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)(1 + \mu_0)} c_2 + \frac{(s_2 \alpha_n y)(e^{s_2 y} + e^{-s_2 y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)(1 + \mu_0)} c_4 \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} v_n(y) = & \frac{(s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1 y} - e^{-s_1 y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)(1 + \mu_0)} c_2 + \\ & + \frac{(s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2 y} - e^{-s_2 y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)(1 + \mu_0)} c_4 - \\ & - \frac{(s_1 \alpha_n y)(e^{s_1 y} + e^{-s_1 y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)(1 + \mu_0)} c_1 - \frac{(s_2 \alpha_n y)(e^{s_2 y} + e^{-s_2 y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)(1 + \mu_0)} c_3 \end{aligned} \quad (4.25)$$

4.4 Побудова розв'язку вихідної задачі

Використовуючи обернене інтегральне перетворення Фур'є до розв'язку задачі у просторі трансформант (4.24), (4.25), отримаємо фінальний розв'язок задачі

$$u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (4.26)$$

$$v(x, y) = \frac{v_0(y)}{a} + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (4.27)$$

Останній крок це знаходження $v_0(y)$ у випадку коли $n = 0$, $\alpha_n = 0$. Для цього повернемося до другого рівняння (4.10), та запишем його для цього випадку:

$$(1 + \mu_0)v_n''(y) + \frac{\omega^2}{c_2^2}v_0(y) = 0 \quad (4.28)$$

Та граничні умови:

$$\begin{cases} (2G + \lambda)v_0'(y)|_{y=b} = -p_0 \\ v_0(y)|_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (4.29)$$

Де $p_0 = \int_0^a p(x)dx$

Розв'язок рівняння (4.28):

$$v_0(y) = c_1 \cos \left(y \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}} \right) + c_2 \sin \left(y \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}} \right) \quad (4.30)$$

Заставляючи граничні умови (4.29) для знаходження коефіцієнтів c_1 , c_2 , отримаємо розв'язок задачі задачі:

$$v_0(y) = \frac{-p_0}{(2G + \lambda) \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}} \sin \left(b \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}} \right)} \sin \left(y \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}} \right) \quad (4.31)$$

4.5 Чисельні розрахунки

Наведені чисельні експерименти розглядаються для сталі ($E = 200$ ГПа, $\mu = 0.25$).

Розглянута прямокутна область $0 \leq x \leq 10$, $0 \leq y \leq 15$, при функції навантаження $p(x) = (x - 2.5)^2$ та частоті коливань $\omega = 0.75$. На малюнках (Рис: 3.2), (Рис: 3.3), (Рис: 3.4), (Рис: 3.5) представлені функції переміщень $u(x, y)$, $v(x, y)$ та напружень $\sigma_x(x, y)$, $\sigma_y(x, y)$ відповідно.

4.6 Висновки до третього розділу розділу

Отримано точне розв'язок динамічної задачі для прямокутної області за умов ідеального контакту на бічних гранях. Досліджено поля переміщень та напружень для різних видів навантаження і розмірів прямокутної області.

5 СТАТИЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ДРУГОЇ ОСНОВНОЇ ЗАДАЧІ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ

У даному розділі досліджено плоска статична задача теорії пружності для прямокутної області, за умов другої основної задачі теорії пружності на бічних гранях.

Вихідна задача зведена до одновимірної задачі у просторі трансформант за допомогою інтегрального перетворення Фур'є. Отримана крайова задача розв'язана точно за допомогою методу матрично диференціального числення, фундаментальний розв'язок представлений як інтеграл по замкненому контуру, який в свою чергу, був знайдений за допомогою теореми про лишки. Побудована матриця-функція Гріна як комбінація фундаментальних базисних розв'язків задачі у просторі трансформант. Остаточний вигляд для функцій переміщень та напружень отриман шляхом оберненого перетворення Фур'є. Побудовано та розв'язано сингулярне інтегральне рівняння відносно невідомої функції шляхом використання методу ортогональних многочленів, та зведення рівняння до бескінечної алгебричної системи, яка в подальшому була розв'язана методом редукції [3].

Проведено чисельний аналіз отриманих функцій переміщень та напружень для різних розмірів прямокутної області та різних видів навантаження.

Результати розділу опубліковані в [12], а також доповідалась на конференції [13].

5.1 Постановка задачі

Розглядається пружна прямокутна область (Рис: 5.1), яка займає область, що описується у декартовій системі координат співвідношенням $-a \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$.

До прямокутної області на грані $y = b$ додане нормальне навантаження

$$\sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x), \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=b} = 0 \quad (5.1)$$

де $p(x)$ відома функція.

На бічних гранях виконується умова другої основної задачі теорії пружності

$$u(x, y)|_{x=\pm a} = 0, \quad v(x, y)|_{x=\pm a} = 0 \quad (5.2)$$

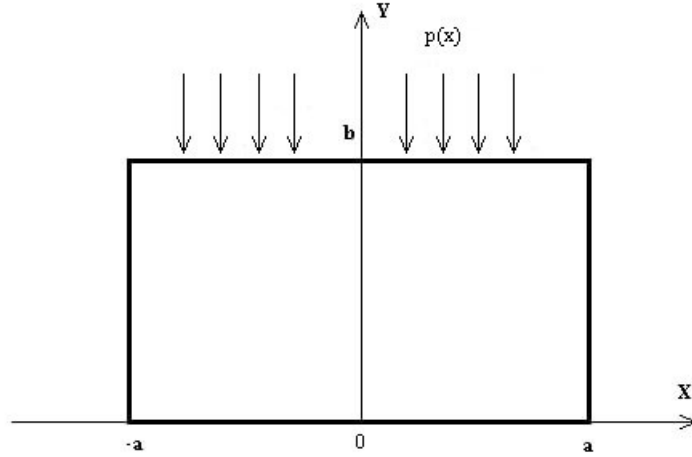


Рис. 5.1: Геометрія проблеми

На нижній грані виконуються наступні умови

$$v(x, y)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=0} = 0 \quad (5.3)$$

Розглядаються наступні рівняння рівноваги Ламе:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \right) = 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

Щоб розв'язати поставлену задачу буде розглянута тільки половина прямокутної області $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$ та використовуючи властивості симетрії граничні умови на бічних гранях будуть мати вигляд:

$$u(x, y)|_{x=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=0} = 0 \quad (5.5)$$

$$u(x, y)|_{x=a} = 0, \quad v(x, y)|_{x=a} = 0 \quad (5.6)$$

5.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант

Для того, щоб звести задачу до одновимірної задачі, використаємо інтегральне перетворення Фур'є по змінній x у до рівнянь (5.4) наступному вигляді:

$$\begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} = \int_0^a \begin{pmatrix} u(x, y) \sin(\alpha_n x) \\ v(x, y) \cos(\alpha_n x) \end{pmatrix} dx, \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (5.7)$$

Для цього помножимо перше та друге рівняння (5.4) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq$

$x \leq a$. Покрокове інтегрування рівняння (5.4) наведено у (Додаток А). Отримана система рівнянь задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) - \alpha_n^2 (1 + \mu_0) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v_n''(y) + \alpha_n \mu_0 u_n'(y) - \alpha_n^2 v_n(y) = -\cos(\alpha_n) f(y) \end{cases} \quad (5.8)$$

Де $f(y) = \frac{\partial v(x,y)}{\partial x}|_{x=a}$ - невідома функція

Застосовуючи інтегральне перетворення до граничних умов, отримаємо наступні умови задачі у просторі трансформант

$$\begin{cases} ((2G + \lambda) v_n'(y) + \alpha_n \lambda u_n(y))|_{y=b} = -p_n \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=b} = 0 \\ v_n(y)|_{y=0} = 0 \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y))|_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (5.9)$$

Де $p_n = \int_0^a p(x) \cos(\alpha_n x) dx$

5.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми

Для того щоб розв'язати задачу у просторі трансформант, перепишемо її у матрично-векторній формі. Рівняння рівноваги (5.8) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} L_2 [Z_n(y)] &= A * Z_n''(y) + B * Z_n'(y) + C * Z_n(y) \\ L_2 [Z_n(y)] &= F_n(y) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Де

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \mu_0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 \\ \alpha_n \mu_0 & 0 \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} -\alpha_n^2 (1 + \mu_0) & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 \end{pmatrix}$$

$$Z_n(y) = \begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix}, \quad F_n(y) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos(\alpha_n a) f(y) \end{pmatrix}$$

Граничні умови (5.9) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} U_i [Z_n(y)] &= E_i * Z_n'(b_i) + F_i * Z_n(b_i) \\ U_i [Z_n(y)] &= D_i \end{aligned} \quad (5.11)$$

Де $i = \overline{0, 1}$, $b_0 = b$, $b_1 = 0$,

$$E_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix}, \quad F_0 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix},$$

$$E_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$D_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

Для знаходження розв'язку задачі у просторі трансформант, знайдем фундаментальну матрицю рівняння (5.10). Шукати її будемо у наступному вигляді [4]:

$$Y(y) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds \quad (5.12)$$

Де $M(s)$ - характеристична матриця рівняння (5.10), а C - замкнений контур який містить усі особливі точки. Яку будемо шукати з наступної умови

$$L_2 [e^{sy} * I] = e^{sy} * M(s), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} L_2 [e^{sy} * I] &= e^{sy} (s^2 A * I + sB * I + C * I) = \\ &= e^{sy} \left(\begin{pmatrix} s^2 & 0 \\ 0 & s^2(1 + \mu_0) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\alpha_n^2(1 + \mu_0) & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 \end{pmatrix} \right) = \\ &= e^{sy} \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{pmatrix} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$M(s) = \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Знайдемо тепер $M^{-1}(s) = \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]}$.

$$\widetilde{M}(s) = \begin{pmatrix} s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 & \alpha_n \mu_0 s \\ -\alpha_n \mu_0 s & s^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} \det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 \end{vmatrix} = \\ &= (1 + \mu_0)(s - \alpha_n)^2(s + \alpha_n)^2 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Де $\alpha_n, -\alpha_n$, корені $\det[M(s)] = 0$, детальне знаходження яких наведено в (Додаток В).

Враховучи це, тепер знайдемо значення фундаментальної матрицю за допомогою теореми про лишки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds &= \frac{2\pi i}{2\pi i(1 + \mu_0)} \sum_{i=1}^2 \text{Res} \left[e^{sy} \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]} \right] = \\ &= \frac{1}{(1 + \mu_0)} (Y_0(y) + Y_1(y)) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_0(y)$:

$$\begin{aligned} Y_0(y) &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{e^{sy}}{(s + \alpha_n)^2} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=\alpha_n} = \\ &= \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 & \alpha_n \mu_0 y \\ -\alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Знайдем $Y_1(y)$:

$$\begin{aligned} Y_1(y) &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{e^{sy}}{(s - \alpha_n)^2} \widetilde{M(s)} \right) \Big|_{s=-\alpha_n} = \\ &= \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 & -\alpha_n \mu_0 y \\ \alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.18)$$

5.4 Побудова матриці-функції Гріна

Для побудови матриці-функції Гріна спочатку знайдем тепер фундаментальні базисні матриці $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$, шукати їх будемо у наступному вигляді:

$$\Psi_i(y) = Y_0(y) * C_1^i + Y_2(y) * C_2^i \quad (5.19)$$

Залишилось знайти невідомі матриці коефіцієнтів C_1^0 , C_2^0 , C_1^1 , C_2^1 використовуючи граничні умови (5.11). Покрокове знаходження яких наведено у (Додаток С). Для подальшого введемо наступні позначення для елементів матриць $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$:

$$\Psi_0(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^0(y) & \Psi_2^0(y) \\ \Psi_3^0(y) & \Psi_4^0(y) \end{pmatrix}, \quad \Psi_1(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^1(y) & \Psi_2^1(y) \\ \Psi_3^1(y) & \Psi_4^1(y) \end{pmatrix}$$

Таким чином матрицю Гріна можемо записати у вигляді:

$$G(y, \xi) = \begin{cases} \Psi_0(y) * \Psi_1(\xi), & 0 \leq y < \xi \\ \Psi_1(y) * \Psi_0(\xi), & \xi < y \leq b \end{cases} \quad (5.20)$$

Для данної матриці Гріна виконано усі властивості, зокрема виконані однорідні граничні умови (5.11) та однорідні рівняння рівноваги у просторі трансформант (5.10):

$$L_2 [G(y, \xi)] = 0$$

$$U_0 [G(y, \xi)] = 0, \quad U_1 [G(y, \xi)],$$

Таким чином ми можемо записати розв'язок крайової задачі у просторі трансформант:

$$Z_n(y) = \int_0^b G(y, \xi) F_n(\xi) d\xi + \Psi_0(y) * D_0 + \Psi_1(y) * D_1 \quad (5.21)$$

Введемо наступні позначення $G(y, \xi) = \begin{pmatrix} g_1(y, \xi) & g_2(y, \xi) \\ g_3(y, \xi) & g_4(y, \xi) \end{pmatrix}$, $F_n(y) = \begin{pmatrix} f_n^1(y) \\ f_n^2(y) \end{pmatrix}$, $\Psi_i(y) = \begin{pmatrix} \psi_i^1(y) & \psi_i^2(y) \\ \psi_i^3(y) & \psi_i^4(y) \end{pmatrix}$, $i = 0, 1$. Враховуючи це, шука-
ні функції перемішень у просторі трансформант можна записати у
наступному вигляді

$$u_n(y) = \int_0^b [g_1(y, \xi) f_n^1(\xi) + g_2(y, \xi) f_n^2(\xi)] d\xi - \psi_0^2(y) p_n \quad (5.22)$$

$$v_n(y) = \int_0^b [g_3(y, \xi) f_n^1(\xi) + g_4(y, \xi) f_n^2(\xi)] d\xi - \psi_0^4(y) p_n \quad (5.23)$$

5.5 Побудова розв'язку вихідної задачі

Використовуючи обернене інтегральне перетворення Фур'є до розв'язку
задачі у просторі трансформант (5.22), (5.23), отримаємо фінальний
розв'язок задачі

$$u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (5.24)$$

$$v(x, y) = \frac{v_0(y)}{a} + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (5.25)$$

Знайдем тепер $v_0(y)$ розглянувши задачу у просторі трансфор-
мант (5.8), (5.9) при $n = 0$, $\alpha_n = 0$. Детальний розв'язок якої на-
ведено в (Додаток D). Тоді остаточний розв'язок $v(x, y)$ буде мати
вигляд

$$v(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x) - \frac{p_0}{a(2G + \lambda)} - \quad (5.26)$$

$$- \frac{1}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) f(\xi) d\xi \quad (5.27)$$

5.6 Розв'язок сингулярного інтегрального рівня- ня

Залишилось знайти невідому функцію $f(y)$ для якої побудуємо інте-
гральне рівняння використовуючи граничну умову $\sigma_y(x, y)|_{y=b} =$
 $-p(x)$.

$$(2G + \lambda) \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=b} + \lambda \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \Big|_{y=b} = -p(x) \Leftrightarrow$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{(2G + \lambda)}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi - \\
& - \frac{2(2G + \lambda)}{a} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_4(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^4(y) p_n \right) \\
& \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \frac{2\lambda}{a} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_2(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^2(y) p_n \right) \\
& \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b} = -p(x)
\end{aligned}$$

Введемо позначення:

$$\begin{aligned}
a_1(x) = & ap(x) - 2(2G + \lambda) \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^4(y) p_n \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \\
& - 2\lambda \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^2(y) p_n \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b}
\end{aligned} \tag{5.28}$$

Враховуючи його отримаємо наступне інтегральне рівняння відносно $f(\xi)$:

$$\begin{aligned}
& \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi + \\
& + \int_0^b \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} \\
& f(\xi) d\xi = a_1(x)
\end{aligned} \tag{5.29}$$

Розглянемо ряд:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^N (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b+} \\
& + a_2 \sum_{n=N}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + \\
& + a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) - \\
& - a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) = \\
& = a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x)
\end{aligned}$$

Де:

$$a_2 = \frac{2}{\pi} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b},$$

$$\begin{aligned}
a_3(\xi, x) &= \sum_{n=1}^N \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b-} \\
&- a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x)
\end{aligned}$$

Використовуючи формулу 5.4.12.8 [6] отримаємо:

$$\begin{aligned}
& a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x) = \\
& = \frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x)
\end{aligned}$$

Повернемося до інтегралу

$$\begin{aligned}
& \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi + \\
& + \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) \right) f(\xi) d\xi = \\
& = \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) + \right. \\
& + \left. \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} \right) f(\xi) d\xi = \\
& = \left[\begin{array}{l} t = \frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) - 1}{1 - ch(\frac{\pi}{2a}b)} \\ sh(\frac{\pi}{2a}(b - \xi)) d\xi = -\frac{2a}{\pi} (ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1) dt \\ \xi = 0, \quad t = 1 \\ \xi = b, \quad t = 0 \\ \xi = b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1) \end{array} \right] = \\
& = a_5 \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f}(t) dt \quad (5.30)
\end{aligned}$$

де:

$$\begin{aligned}
a_3(\widetilde{t}, x) &= a_3 \left(b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1), x \right) + \\
&+ \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1))}{\partial y} \Big|_{y=b} \\
f(t) &= f(b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1)) \\
a_4(t) &= \frac{1}{sh \left(arch \left[(ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)t + 1 \right] \right)} \\
a_5 &= \frac{2a}{\pi} (ch(\frac{\pi b}{2a}) - 1)
\end{aligned}$$

Таким чином отримаємо наступне інтегральне рівняння:

$$a_5 \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f}(t) dt = a_1(x) \quad (5.31)$$

Розв'язок якого будемо шукати у наступному вигляді:

$$\widetilde{f}(t) = \frac{1}{a_2 a_4(t)} \frac{1}{\sqrt{1 - t^2}} \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k T_{2k+1}(t) \quad (5.32)$$

де φ_k - невідомі коефіцієнти, $T_{2k+1}(t)$ - поліном Чебишева першого роду.

Таким чином отримаємо

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\varphi_k}{4} \frac{1}{\pi} \int_0^1 \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt + \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, x)}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \Leftrightarrow \end{aligned}$$

Використовуючи формулу В.1.9 [5]

$$\sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{T_{2k+1}(\cos(\frac{\pi}{2a}x))}{4(2k+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, x)}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \quad (5.33)$$

Введем позначення

$$l = \cos(\frac{\pi}{2a}x), \quad \widetilde{a_1(l)} = \frac{a_1(\frac{2a}{\pi} \arccos(l))}{a_5}$$

Помножимо обидві частини рівняння (5.33) скалярно на $\frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}}$ та проінтегруємо по змінній l на інтервалі $(-1; 1)$. Та використовуючи формулу 2.3.2 [5] отримаємо наступне бескінечну алгебричну систему відносно невідомих коефіцієнтів φ_k , яка в подальшому буде розв'язуватись методом редукції.

$$\frac{\phi_m \pi}{8(2m+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \phi_k g_{k,m} = f_m \quad (5.34)$$

Де $g_{k,m} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}} \int_0^1 \frac{\widetilde{a_3(t, \frac{2a}{\pi} \arccos(l))}}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt dl$, $f_m = \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l) \widetilde{a_1(l)}}{\sqrt{1-l^2}} dl$ інтеграли відомих функцій.

5.7 Чисельні розрахунки

Наведені чисельні експеренти розглядаються для сталі ($E = 200$ ГПА, $\mu = 0.25$).

Розглянута прямокутна область $0 \leq x \leq 10$, $0 \leq y \leq 15$, при функції навантаження $p(x) = (x - 2.5)^2$. На малюнках (Рис: 5.2), (Рис: 5.3), (Рис: 5.4), (Рис: 5.5) представлені функції переміщень $u(x, y)$, $v(x, y)$ та напружень $\sigma_x(x, y)$, $\sigma_y(x, y)$ відповідно.

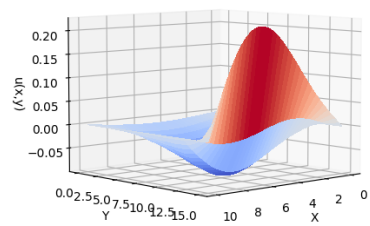
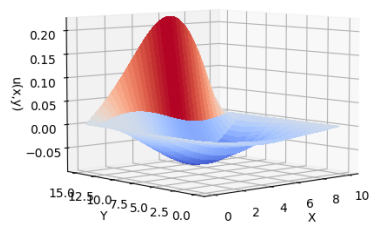


Рис. 5.2: Функція $u(x, y)$

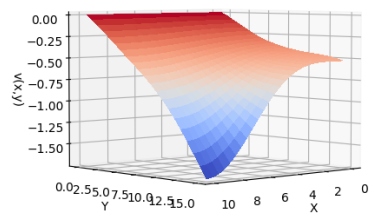
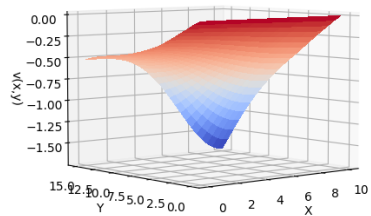


Рис. 5.3: Функція $v(x, y)$

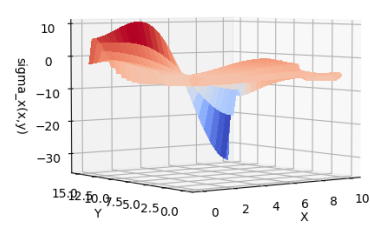
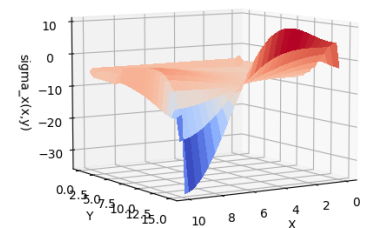


Рис. 5.4: Функція $\sigma_x(x, y)$



Рис. 5.5: Функція $\sigma_y(x, y)$

5.8 Висновки до третього розділу розділу

Отримано точне розв'язок статичної задачі для прямокутної області за умов другої основної задачі теорії пружності на бічних гранях. Досліджено поля переміщень та напружень для різних видів навантаження і розмірів прямокутної області.

6 ДИНАМІЧНА ЗАДАЧА ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ ДЛЯ ПРЯМОКУТНОЇ ОБЛАСТІ ЗА УМОВ ДРУГОЇ ОСНОВНОЇ ЗАДАЧІ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ

У даному розділі досліджено плоска динамічна задача теорії пружності для прямокутної області, за другої основної задачі теорії пружності на бічних гранях.

Вихідна задача зведена до одновимірної задачі у просторі трансформант за допомогою інтегрального перетворення Фур'є. Отримана крайова задача розв'язана точно за допомогою методу матрично диференціального числення, фундаментальний розв'язок представлений як інтеграл по замкненому контуру, який в свою чергу, був знайдений за допомогою теореми про лишки. Побудована матриця-функція Гріна як комбінація фундаментальних базисних розв'язків задачі у просторі трансформант. Остаточний вигляд для функцій переміщень та напружень отриман шляхом оберненого перетворення Фур'є. Побудовано та розв'язано сингулярне інтегральне рівняння відносно невідомої функції шляхом використання методу ортогональних многочленів, та зведення рівняння до бескінечної алгебричної системи, яка в подальшому була розв'язана методом редукції [3].

Проведено чисельний аналіз отриманих функцій переміщень та напружень для різних розмірів прямокутної області та різних видів навантаження.

Результати розділу опубліковані в [16], а також доповідалась на конференції [17].

6.1 Постановка задачі

Розглядається пружна сама прямокутна область (Рис: 4.1), яка займає облась, що описується у декартовій системі координат співвідношенням $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b$.

До прямокутної області на грані $y = b$ додане нормальне навантаження

$$\sigma_y(x, y, t)|_{y=b} = -p(x, t), \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=b} = 0 \quad (6.1)$$

де $p(x, t)$ відома функція. На бічних гранях виконується умова другої основної задачі теорії пружності

$$u(x, y, t)|_{x=\pm a} = 0, \quad v(x, y, t)|_{x=\pm a} = 0 \quad (6.2)$$

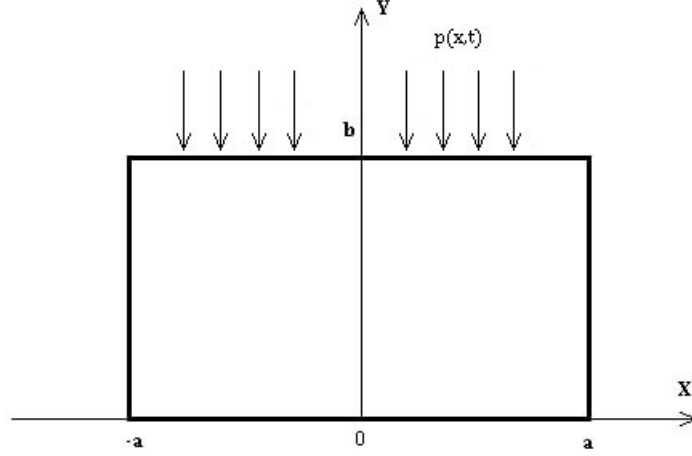


Рис. 6.1: Геометрія проблеми

На нижній грані виконуються наступні умови

$$v(x, y, t)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y, t)|_{y=0} = 0 \quad (6.3)$$

Розглядаються наступні рівняння рівноваги Ламе:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x \partial y} \right) = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 v(x, y, t)}{\partial t^2} \end{cases} \quad (6.4)$$

Будемо розглядати випадок гармонічних коливань, тому можемо представити функції у наступному вигляді:

$$u(x, y, t) = u(x, y)e^{i\omega t}, \quad v(x, y, t) = v(x, y)e^{i\omega t}, \quad p(x, t) = p(x)e^{i\omega t} \quad (6.5)$$

Таким чином отримаємо наступні рівняння рівноваги:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \right) = -\frac{\omega^2}{c_1^2} u(x, y) \\ \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} + \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \right) = -\frac{\omega^2}{c_2^2} v(x, y) \end{cases} \quad (6.6)$$

Також, щоб розв'язати поставлену задачу буде розглянута тільки половина прямокутної області $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$ та використовуючи властивості симетрії граничні умови в результаті будуть мати вигляд:

$$\begin{cases} \sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x, t), \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=b} = 0 \\ v(x, y)|_{y=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{y=0} = 0 \\ u(x, y)|_{x=0} = 0, \quad \tau_{xy}(x, y)|_{x=0} = 0 \\ u(x, y)|_{x=a} = 0, \quad v(x, y)|_{x=a} = 0 \end{cases} \quad (6.7)$$

6.2 Зведення задачі до одновимірної у просторі трансформант

Для того, щоб звести задачу до одновимірної задачі, використаєм інтегральне перетворення Фур'є по змінній x у до рівнянь (6.6) наступному вигляді:

$$\begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix} = \int_0^a \begin{pmatrix} u(x, y) \sin(\alpha_n x) \\ v(x, y) \cos(\alpha_n x) \end{pmatrix} dx, \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (6.8)$$

Для цього помножимо перше та друге рівняння (6.6) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq x \leq a$. Покрокове інтегрування рівняння (6.6) наведено у (Додаток А). Отримана система рівнянь задачі у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) + (-\alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v_n''(y) + \alpha_n \mu_0 u_n'(y) + (-\alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = -\cos(\alpha_n) f(y) \end{cases} \quad (6.9)$$

Де $f(y) = \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} |_{x=a}$ - невідома функція

Застосовуючи інтегральне перетворення до граничних умов, отримаємо наступні умови задачі у просторі трансформант

$$\begin{cases} ((2G + \lambda) v_n'(y) + \alpha_n \lambda u_n(y)) |_{y=b} = -p_n \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y)) |_{y=b} = 0 \\ v_n(y) |_{y=0} = 0 \\ (u_n'(y) - \alpha_n v_n(y)) |_{y=0} = 0 \end{cases} \quad (6.10)$$

Де $p_n = \int_0^a p(x) \cos(\alpha_n x) dx$

6.3 Зведення задачі у просторі трансформант до матрично-векторної форми

Для того щоб розв'язати задачу у просторі трансформант, перепишемо її у матрично-векторній формі. Рівняння рівноваги (6.9) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} L_2 [Z_n(y)] &= A * Z_n''(y) + B * Z_n'(y) + C * Z_n(y) \\ L_2 [Z_n(y)] &= F_n(y) \end{aligned} \quad (6.11)$$

Де

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \mu_0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \mu_0 \\ \alpha_n \mu_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$C = \begin{pmatrix} -\alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & 0 \\ 0 & -\alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix},$$

$$Z_n(y) = \begin{pmatrix} u_n(y) \\ v_n(y) \end{pmatrix}, \quad F_n(y) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos(\alpha_n a) f(y) \end{pmatrix}$$

Граничні умови (6.10) запишемо у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} U_i [Z_n(y)] &= E_i * Z'_n(b_i) + F_i * Z_n(b_i) \\ U_i [Z_n(y)] &= D_i \end{aligned} \quad (6.12)$$

Де $i = \overline{0, 1}$, $b_0 = b$, $b_1 = 0$,

$$E_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix}, \quad F_0 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix},$$

$$E_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$D_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

Для знаходження розв'язку задачі у просторі трансформант, знайдем фундаментальну матрицю рівняння (6.11). Шукати її будемо у наступному вигляді [4]:

$$Y(y) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds \quad (6.13)$$

Де $M(s)$ - характеристична матриця рівняння (6.11), а C - замкнений контур який містить усі особливі точки. Яку будемо шукати з наступної умови

$$L_2 [e^{sy} * I] = e^{sy} * M(s), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} L_2 [e^{sy} * I] &= e^{sy} (s^2 A * I + sB * I + C * I) = \\ &= e^{sy} \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$M(s) = \begin{pmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

Знайдемо тепер $M^{-1}(s) = \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]}$.

$$\widetilde{M}(s) = \begin{pmatrix} s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s \\ -\alpha_n \mu_0 s & s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} \det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{vmatrix} = \\ &= (s - s_1)(s + s_1)(s - s_2)(s + s_2) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Де $s_1, s_2, -s_1, -s_2$ корені $\det[M(s)] = 0$, детальне знаходження яких наведено в (Додаток В).

Враховуючи це, тепер знайдемо значення фундаментальної матрицю за допомогою теореми про лишки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \oint_C e^{sy} M^{-1}(s) ds &= \frac{2\pi i}{2\pi i(1 + \mu_0)} \sum_{i=1}^4 \text{Res} \left[e^{sy} \frac{\widetilde{M}(s)}{\det[M(s)]} \right] = \\ &= (Y_0(y) + Y_1(y) + Y_2(y) + Y_3(y)) \end{aligned}$$

Знайдем $Y_0(y)$:

$$\begin{aligned} Y_0(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s + s_1)(s - s_2)(s + s_2)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=s_1} = \\ &= \frac{e^{s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_1 \\ -\alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Знайдем $Y_1(y)$:

$$\begin{aligned} Y_1(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s - s_1)(s - s_2)(s + s_2)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=-s_1} = \\ &= -\frac{e^{-s_1 y}}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \begin{pmatrix} s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_1 \\ \alpha_n \mu_0 s_1 & s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Знайдем $Y_2(y)$:

$$\begin{aligned} Y_2(y) &= \left(\frac{e^{sy}}{(s + s_2)(s - s_1)(s + s_1)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=s_2} = \\ &= \frac{e^{s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & \alpha_n \mu_0 s_2 \\ -\alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.20)$$

Знайдем $Y_3(y)$:

$$Y_3(y) = \left(\frac{e^{sy}}{(s-s_2)(s-s_1)(s+s_1)} \widetilde{M}(s) \right) \Big|_{s=-s_2} =$$

$$= -\frac{e^{-s_2 y}}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \begin{pmatrix} s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} & -\alpha_n \mu_0 s_2 \\ \alpha_n \mu_0 s_2 & s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

6.4 Побудова матриці-функції Гріна

Для побудови матриці-функції Гріна спочатку знайдем тепер фундаментальні базисні матриці $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$, шукати їх будемо у наступному вигляді:

$$\Psi_i(y) = (Y_0(y) + Y_1(y)) * C_1^i + (Y_2(y) + Y_3(y)) * C_2^i \quad (6.22)$$

Залишилось знайти невідомі матриці коефіцієнтів C_1^0 , C_2^0 , C_1^1 , C_2^1 використовуючи граничні умови (6.12). Покрокове знаходження яких наведено у (Додаток С). Для подальшого введемо наступні позначення для елементів матриць $\Psi_0(y)$, $\Psi_1(y)$:

$$\Psi_0(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^0(y) & \Psi_2^0(y) \\ \Psi_3^0(y) & \Psi_4^0(y) \end{pmatrix}, \quad \Psi_1(y) = \begin{pmatrix} \Psi_1^1(y) & \Psi_2^1(y) \\ \Psi_3^1(y) & \Psi_4^1(y) \end{pmatrix}$$

Таким чином матрицю Гріна можемо записати у вигляді:

$$G(y, \xi) = \begin{cases} \Psi_0(y) * \Psi_1(\xi), & 0 \leq y < \xi \\ \Psi_1(y) * \Psi_0(\xi), & \xi < y \leq b \end{cases} \quad (6.23)$$

Для данної матриці Гріна виконано усі властивості, зокрема виконані однорідні граничні умови (6.12) та однорідні рівняння рівноваги у просторі трансформант (6.11):

$$L_2 [G(y, \xi)] = 0$$

$$U_0 [G(y, \xi)] = 0, \quad U_1 [G(y, \xi)] = 0,$$

Введемо наступні позначення $G(y, \xi) = \begin{pmatrix} g_1(y, \xi) & g_2(y, \xi) \\ g_3(y, \xi) & g_4(y, \xi) \end{pmatrix}$. Враховуючи це, шукані функції перемішень у просторі трансформант можна записати у наступному вигляді

$$u_n(y) = - \int_0^b g_2(y, \xi) f(\xi) \cos(\alpha_n a) d\xi - \psi_0^2(y) p_n \quad (6.24)$$

$$v_n(y) = - \int_0^b g_4(y, \xi) f(\xi) \cos(\alpha_n a) d\xi - \psi_0^4(y) p_n \quad (6.25)$$

6.5 Побудова розв'язку вихідної задачі

Використовуючи обернене інтегральне перетворення Фур'є до розв'язку задачі у просторі трансформант (6.24), (6.24), отримаємо фінальний розв'язок задачі

$$u(x, y) = \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} u_n(y) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (6.26)$$

$$v(x, y) = \frac{v_0(y)}{a} + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} v_n(y) \cos(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a} \quad (6.27)$$

Знайдемо тепер $v_0(y)$ розглянувши задачу у просторі трансформант (6.9), (6.10) при $n = 0$, $\alpha_n = 0$. Детальний розв'язок якої наведено в (Додаток D). Тоді остаточний розв'язок $v(x, y)$ буде мати вигляд

$$v(x, y) = -\frac{1}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) f(\xi) d\xi - \psi_0(y) \frac{p_0}{a(2G + \lambda)} - \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_4(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^4(y) p_n \right) \cos(\alpha_n x) \quad (6.28)$$

6.6 Розв'язок сингулярного інтегрального рівняння

Залишилось знайти невідому функцію $f(y)$ для якої побудуємо інтегральне рівняння використовуючи граничну умову $\sigma_y(x, y)|_{y=b} = -p(x)$.

$$\begin{aligned} (2G + \lambda) \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=b} + \lambda \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \Big|_{y=b} = -p(x) \Leftrightarrow \\ -\frac{(2G + \lambda)}{a(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi - \psi_0'(b) \frac{p_0}{a} - \\ -\frac{2(2G + \lambda)}{a} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_4(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^4(y) p_n \right) \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \\ -\frac{2\lambda}{a} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\int_0^b [g_2(y, \xi) \cos(\alpha_n a) f(\xi)] d\xi + \psi_0^2(y) p_n \right) \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b} = -p(x) \end{aligned}$$

Введемо позначення:

$$\begin{aligned}
a_1(x) = & ap(x) - 2(2G + \lambda) \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^4(y) p_n \cos(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \\
& - 2\lambda \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_0^2(y) p_n \sin(\alpha_n x) \Big|_{y=b} - \psi_0'(b) p_0
\end{aligned} \tag{6.29}$$

Враховуючи його отримаємо наступне інтегральне рівняння відносно $f(\xi)$:

$$\begin{aligned}
& \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi + \\
& + \int_0^b \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} \\
& f(\xi) d\xi = a_1(x)
\end{aligned} \tag{6.30}$$

Розглянемо ряд:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b} = \\
& = \sum_{n=1}^N (-1)^n \alpha_n^{-1} e^{\alpha_n(\xi-b)} \cos(\alpha_n x) \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b} + \\
& + a_2 \sum_{n=N}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + \\
& + a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) - \\
& - a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) = \\
& = a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x)
\end{aligned}$$

Де:

$$a_2 = \frac{2}{\pi} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial g_4(\widetilde{y}, \xi)}{\partial y} + \lambda g_2(\widetilde{y}, \xi) \right] \Big|_{y=b},$$

$$a_3(\xi, x) = \sum_{n=1}^N \cos(\alpha_n a) \cos(\alpha_n x) \left[(2G + \lambda) \frac{\partial g_4(y, \xi)}{\partial y} + \alpha_n \lambda g_2(y, \xi) \right] \Big|_{y=b-} \\ - a_2 \sum_{n=0}^N (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x)$$

Використовуючи формулу 5.4.12.8 [6] отримаємо:

$$a_2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^{-1} e^{-(2n+1)\frac{\pi}{2a}(b-\xi)} \cos((2n+1)\frac{\pi}{2a}x) + a_3(\xi, x) = \\ = \frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x)$$

Повернемося до інтегралу

$$\begin{aligned} & \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \int_0^b \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi + \\ & + \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) \right) f(\xi) d\xi = \\ & = \int_0^b \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\xi, x) \right) f(\xi) d\xi + \\ & + \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, \xi)}{\partial y} \Big|_{y=b} f(\xi) d\xi = \\ & = \left[\begin{array}{l} t = \frac{ch(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) - 1}{1 - ch(\frac{\pi}{2a}b)} \\ sh(\frac{\pi}{2a}(b-\xi)) d\xi = -\frac{2a}{\pi} (ch(\frac{\pi}{2a}b) - 1) dt \\ \xi = 0, \quad t = 1 \\ \xi = b, \quad t = 0 \\ \xi = b - \frac{2a}{\pi} arch((ch(\frac{\pi}{2a}b) - 1)t + 1) \end{array} \right] = \\ & = a_5 \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f}(t) dt \quad (6.31) \end{aligned}$$

Де:

$$\begin{aligned}
a_3(\widetilde{t}, x) &= a_3 \left(b - \frac{2a}{\pi} \operatorname{arch} \left(\left(\operatorname{ch} \left(\frac{\pi b}{2a} \right) - 1 \right) t + 1 \right), x \right) + \\
&+ \frac{(2G + \lambda)}{(1 + \mu_0)} \frac{\partial g(y, b - \frac{2a}{\pi} \operatorname{arch} \left(\left(\operatorname{ch} \left(\frac{\pi b}{2a} \right) - 1 \right) t + 1 \right))}{\partial y} \Big|_{y=b} \\
f(t) &= f \left(b - \frac{2a}{\pi} \operatorname{arch} \left(\left(\operatorname{ch} \left(\frac{\pi b}{2a} \right) - 1 \right) t + 1 \right) \right) \\
a_4(t) &= \frac{1}{sh \left(\operatorname{arch} \left[\left(\operatorname{ch} \left(\frac{\pi b}{2a} \right) - 1 \right) t + 1 \right] \right)} \\
a_5 &= 2a \left(\operatorname{ch} \left(\frac{\pi b}{2a} \right) - 1 \right)
\end{aligned}$$

Таким чином отримаємо наступне інтегральне рівняння:

$$\frac{a_5}{\pi} \int_0^b a_4(t) \left(\frac{a_2}{4} \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] + a_3(\widetilde{t}, x) \right) \widetilde{f(t)} dt = a_1(x) \quad (6.32)$$

Розв'язок якого будемо шукати у наступному вигляді:

$$\widetilde{f(t)} = \frac{1}{a_2 a_4(t)} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k T_{2k+1}(t) \quad (6.33)$$

Де φ_k - невідомі коефіцієнти, $T_{2k+1}(t)$ - поліном Чебишева першого роду.

Таким чином отримаємо

$$\begin{aligned}
&\sum_{k=0}^{\infty} \frac{\varphi_k}{4} \frac{1}{\pi} \int_0^1 \ln \left[\frac{t + \cos(\frac{\pi}{2a}x)}{t - \cos(\frac{\pi}{2a}x)} \right] \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt + \\
&+ \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{a_3(\widetilde{t}, x)}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \Leftrightarrow
\end{aligned}$$

Використовуючи формулу В.1.9 [5]

$$\sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{T_{2k+1}(\cos(\frac{\pi}{2a}x))}{4(2k+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_k \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{a_3(\widetilde{t}, x)}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \frac{a_1(x)}{a_5} \quad (6.34)$$

Введем позначення

$$l = \cos\left(\frac{\pi}{2a}x\right), \quad \widetilde{a_1(l)} = \frac{a_1\left(\frac{2a}{\pi} \arccos(l)\right)}{a_5}$$

Помножимо обидві частини рівняння (6.34) скалярно на $\frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}}$ та проінтегруємо по змінній l на інтервалі $(-1; 1)$. Та використовуючи формулу 2.3.2 [5] отримаємо наступне бескінечну алгебричну систему відносно невідомих коефіцієнтів φ_k , яка в подальшому буде розв'язуватись методом редукції.

$$\frac{\phi_m \pi}{8(2m+1)} + \sum_{k=0}^{\infty} \phi_k g_{k,m} = f_m \quad (6.35)$$

Де $g_{k,m} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l)}{\sqrt{1-l^2}} \int_0^1 \frac{a_3(t, \frac{2a}{\pi} \widetilde{\arccos(l)})}{a_2} \frac{T_{2k+1}(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt dl$, $f_m = \int_{-1}^1 \frac{T_{2m+1}(l) \widetilde{a_1(l)}}{\sqrt{1-l^2}} dl$ інтеграли відомих функцій.

6.7 Чисельні розрахунки

Наведені чисельні експеренти розглядаються для сталі ($E = 200$ ГПА, $\mu = 0.25$).

Розглянута прямокутна область $0 \leq x \leq 10$, $0 \leq y \leq 15$, при функції навантаження $p(x) = (x - 2.5)^2$.

6.8 Висновки до третього розділу розділу

Отримано точне розв'язок динамічної задачі для прямокутної області за умов другої основної задачі теорії пружності на бічних границях. Досліджено поля переміщень та напружень для різних видів навантаження і розмірів прямокутної області.

Література

- [1] Попов Г. Я. Концентрация упругих напряжений возле штампов разрезом тонких включений и подкреплений. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. 344 с.
- [2] Попов Г.Я. Точные решения некоторых краевых задач механики деформируемого твёрдого тела. Одесса: Астропринт, 2013. 424 с.
- [3] Popov G. On the method of orthogonal polynomials in contact problems of the theory of elasticity. Journal of Applied Mathematics and Mechanics (1969). Volume 33, Issue 3, pp. 503-517
- [4] Gantmakher F. R. (1998) The theory of matrices. AMS Chelsea Publishing, Providence, Rhode Island.
- [5] Попов Г. Я., Реут В. В., Моисеев М. Г., Вайсфельд Н. Д. Рівняння математичної фізики. Метод ортогональних многочленів. Одесса: Астропринт, 2010. 120 с.
- [6] Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды специальные функции. В 3 т. Т 1. Элементарные функции. 2-е издание, исправленное. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 632 с.
- [7] D. Nerukh, O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld (2019) Mixed plain boundary value problem of elasticity for a rectangular domain. 25-th International Conference Engineering Mechanics. 2019, May 13-16, Svratka, Czech Republic. p. 255
- [8] O. V. Pozhylenkov (2019) The stress state of a rectangular elastic domain. Researches in Mathematics and Mechanics, Volume 24, Issue 2(34), pp. 88-96
- [9] Пожиленков О. В. Вайсфельд Н. Д. (2019) Мішана крайова задача теорії пружності для прямокутної області. Математичні проблеми механіки неоднорідних структур, випуск 5, Львів, ст. 30-32
- [10] D. Nerukh, O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld 25-th international conference «Engineering Mechanics 2019» // Czech Republic, Svratka, 2019
- [11] Пожиленков О. В., Вайсфельд Н. Д. X Міжнародна наукова конференція «Математичні проблеми механіки неоднорідних структур» // Львів, 2019

- [12] O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld (2020) Stress state of a rectangular domain with the mixed boundary conditions. Procedia Structural Integrity, Volume 28, pp. 458-463
- [13] O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld «1st Virtual European Conference on Fracture» // Italy, 2020
- [14] O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld (2021) Stress state of an elastic rectangular domain under steady load. Procedia Structural Integrity, Volume 33, pp. 385-390
- [15] O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld «26th International Conference on Fracture and Structural Integrity» // Italy, Turin, 2021
- [16] O. Pozhylenkov, N. Vaysfeld (2022) Dynamic mixed problem of elasticity for a rectangular domain. Recent trends in Wave Mechanics and Vibrations, pp. 211-218
- [17] O. Pozhyenkov, N. Vaysfeld «10th International Conference on Wave Mechanics and Vibrations» // Portugal, Lisbon, 2022

Додаток А

ПОКРОКОВЕ ІНТЕГРУВАННЯ РІВНЯНЬ ЛАМЕ ЗА ЗМІННОЮ x

Помножимо перше та друге рівняння (2.6) на $\sin(\alpha_n x)$ та $\cos(\alpha_n x)$ відповідно та проінтегруємо по змінній x на інтервалі $0 \leq x \leq a$. Скористаємося введеною заміною $\chi_1(y) = u(0, y)$, $\chi_2(y) = v(0, y)$, $\chi_3(y) = u(a, y)$, $\chi_4(y) = v(a, y)$ та $\frac{\partial u(0, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_1(y)$, $\frac{\partial v(0, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(y)$, $\frac{\partial u(a, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_3(y)$, $\frac{\partial v(a, y)}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(y)$, та враховуючи граничні умови (2.7) знайдемо вигляд задачі у просторі трансформант.

Розглянемо перше рівняння

$$\begin{aligned} & \int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} \sin(\alpha_n x) dx + \int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} \sin(\alpha_n x) dx + \\ & + \mu_0 \left(\int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} \sin(\alpha_n x) dx + \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \sin(\alpha_n x) dx \right) + \\ & + \frac{\omega^2}{c_1^2} \int_0^a u(x, y) \sin(\alpha_n x) dx = 0 \end{aligned}$$

Розглянемо

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} \sin(\alpha_n x) dx &= \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \sin(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} - \alpha_n \int_0^a \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \cos(\alpha_n x) dx = \\ &= \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \sin(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} - \alpha_n \left(u(x, y) \cos(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} + \alpha_n \int_0^a u(x, y) \sin(\alpha_n x) dx \right) = \\ &= -\alpha_n (\chi_3(y) \cos(\alpha_n a) - \chi_1(y)) - \alpha_n^2 u_n(y) \end{aligned}$$

Розглянемо

$$\int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} \sin(\alpha_n x) dx = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^a u(x, y) \sin(\alpha_n x) dx = u_n''(y)$$

Розглянемо

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x \partial y} \sin(\alpha_n x) dx &= \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \sin(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} - \alpha_n \int_0^a \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \cos(\alpha_n x) dx = \\ &= -\alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \int_0^a v(x, y) \cos(\alpha_n x) dx = -\alpha_n v_n'(y) \end{aligned}$$

Тоді перше рівняння у просторі трансформант прийме вигляд:

$$\begin{aligned} u_n''(y) - \alpha_n \mu_0 v_n'(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0 - \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = \\ = \alpha_n (1 + \mu_0) (\chi_3(y) \cos(\alpha_n a) - \chi_1(y)) \end{aligned}$$

Розглянемо друге рівняння

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} \cos(\alpha_n x) dx + \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \cos(\alpha_n x) dx + \\ + \mu_0 \left(\int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x \partial y} \cos(\alpha_n x) dx + \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \cos(\alpha_n x) dx \right) + \\ + \frac{\omega^2}{c_2^2} \int_0^a v(x, y) \cos(\alpha_n x) dx = 0 \end{aligned}$$

Розглянемо

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial x^2} \cos(\alpha_n x) dx &= \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \cos(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} + \alpha_n \int_0^a \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \sin(\alpha_n x) dx = \\ &= \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \cos(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} + \alpha_n \left(v(x, y) \sin(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} - \alpha_n \int_0^a v(x, y) \cos(\alpha_n x) dx \right) = \\ &= -\left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(y) \cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(y) \right) - \alpha_n^2 v_n(y) \end{aligned}$$

Розглянемо

$$\int_0^a \frac{\partial^2 v(x, y)}{\partial y^2} \cos(\alpha_n x) dx = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^a v(x, y) \cos(\alpha_n x) dx = v_n''(y)$$

Розглянемо

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y \partial x} \cos(\alpha_n x) dx &= \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \cos(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} + \alpha_n \int_0^a \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \sin(\alpha_n x) dx = \\ &= \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \cos(\alpha_n x) \Big|_{x=0}^{x=a} + \alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \int_0^a u(x, y) \sin(\alpha_n x) dx = \alpha_n u'_n(y) + \\ &+ (\chi'_3(y) \cos(\alpha_n a) - \chi'_1(y)) \end{aligned}$$

Тоді друге рівняння у просторі трансформант прийме вигляд:

$$\begin{aligned} (1 + \mu_0) v''_n(y) + \alpha_n \mu_0 u'_n(y) - (\alpha_n^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = \\ = (\frac{\alpha_2}{\beta_2} \chi_4(y) \cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1} \chi_2(y)) - \mu_0 (\chi'_3(y) \cos(\alpha_n a) - \chi'_1(y)) \end{aligned}$$

У випадку статичної задачі (3.5) та умов ідеального контакту на бічних гранях (3.2), (3.3) отримаємо наступні рівняння у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u''_n(y) - \alpha_n \mu_0 v'_n(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v''_n(y) + \alpha_n \mu_0 u'_n(y) - \alpha_n^2 v_n(y) = 0 \end{cases}$$

У випадку динамічної задачі (4.7) та умов ідеального контакту на бічних гранях (4.8) отримаємо наступні рівняння у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u''_n(y) - \alpha_n \mu_0 v'_n(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0 - \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v''_n(y) + \alpha_n \mu_0 u'_n(y) - (\alpha_n^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = 0 \end{cases}$$

У випадку статичної задачі (5.4) та умов другої основної задачі теорії пружності на бічних гранях (5.5), (5.6) отримаємо наступні рівняння у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u''_n(y) - \alpha_n \mu_0 v'_n(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v''_n(y) + \alpha_n \mu_0 u'_n(y) - \alpha_n^2 v_n(y) = -\cos(\alpha_n) \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=a} \end{cases}$$

У випадку динамічної задачі (6.6) та умов другої основної задачі теорії пружності на бічних гранях (6.7) отримаємо наступні рівняння у просторі трансформант:

$$\begin{cases} u''_n(y) - \alpha_n \mu_0 v'_n(y) - (\alpha_n^2 + \alpha_n^2 \mu_0 - \frac{\omega^2}{c_1^2}) u_n(y) = 0 \\ (1 + \mu_0) v''_n(y) + \alpha_n \mu_0 u'_n(y) - (\alpha_n^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2}) v_n(y) = -\cos(\alpha_n) \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=a} \end{cases}$$

Додаток В

ЗНАХОДЖЕННЯ КОРЕНІВ РІВНЯННЯ $\det[M(s)] = 0$

Знайдемо корені $\det[M(s)] = 0$

$$\begin{aligned}
 \det[M(s)] &= \begin{vmatrix} s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2} & -\alpha_n \mu_0 s \\ \alpha_n \mu_0 s & s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \end{vmatrix} = \\
 &= (s^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(s^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2}) + (\alpha_n \mu_0 s)^2 = \\
 &= s^4 + s^4 \mu_0 - s^2 \alpha_n^2 + s^2 \frac{\omega^2}{c_2^2} - s^2 \alpha_n^2 - s^2 \alpha_n^2 \mu_0 + \alpha_n^4 - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_2^2} - s^2 \alpha_n^2 \mu_0 - \\
 &- s^2 \alpha_n^2 \mu_0 + \alpha_n^4 \mu_0 - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_2^2} + s^2 \frac{\omega^2}{c_1^2} + s^2 \mu_0 \frac{\omega^2}{c_1^2} - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_1^2} + \frac{\omega^4}{c_1^2 c_2^2} + s^2 \alpha_n^2 \mu_0^2 = \\
 &= (1 + \mu_0) s^4 + (-2\alpha_n^2 - 2\alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_2^2} + \frac{\omega^2}{c_1^2} + \mu_0 \frac{\omega^2}{c_1^2}) s^2 + (\alpha_n^4 - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_2^2} + \\
 &+ \alpha_n^4 \mu_0 - \alpha_n^2 \mu_0 \frac{\omega^2}{c_2^2} - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_1^2} + \frac{\omega^4}{c_1^2 c_2^2})
 \end{aligned}$$

Введемо наступні позначення:

$$\begin{aligned}
 a_1 &= -2\alpha_n^2 - 2\alpha_n^2 \mu_0 + \frac{\omega^2}{c_2^2} + \frac{\omega^2}{c_1^2} + \mu_0 \frac{\omega^2}{c_1^2} \\
 a_2 &= \alpha_n^4 - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_2^2} + \alpha_n^4 \mu_0 - \alpha_n^2 \mu_0 \frac{\omega^2}{c_2^2} - \alpha_n^2 \frac{\omega^2}{c_1^2} + \frac{\omega^4}{c_1^2 c_2^2}
 \end{aligned}$$

Враховучи введені позначення отримаємо наступне рівняння:

$$(1 + \mu_0) s^4 + a_1 s^2 + a_2 = 0$$

Таким чином отримаємо наступні корені рівняння:

$$\begin{aligned}
 s_1 &= \sqrt{\frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4(1 + \mu_0)a_2}}{2(1 + \mu_0)}} \\
 s_2 &= -\sqrt{\frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4(1 + \mu_0)a_2}}{2(1 + \mu_0)}} \\
 s_3 &= \sqrt{\frac{-a_1 - \sqrt{a_1^2 - 4(1 + \mu_0)a_2}}{2(1 + \mu_0)}} \\
 s_4 &= -\sqrt{\frac{-a_1 - \sqrt{a_1^2 - 4(1 + \mu_0)a_2}}{2(1 + \mu_0)}}
 \end{aligned}$$

У випадку статичної задачі коли $\omega = 0$ отримаємо наступні рівняння:

$$(1 + \mu_0)(s^4 - 2\alpha_n^2 s^2 + \alpha_n^4) = 0$$

Таким чином отримаємо наступні корені

$$s_{1,2} = \alpha_n$$

$$s_{3,4} = -\alpha_n$$

Додаток С

ЗНАХОДЖЕННЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ БАЗИСНИХ МАТРИЦЬ $\Psi_i(y)$, $i = \overline{0, 1}$

Для знаходження фундаентальних базісних матриць $\Psi_i(y)$ випишемо умови за яких будемо шукати коефіцієнти C_k^i , $i = \overline{0, 1}$, $k = \overline{1, 2}$

$$U_0 [\Psi_0(y)] = I, \quad U_1 [\Psi_0(y)] = 0 \quad (\text{Ап.С. 1})$$

$$U_0 [\Psi_1(y)] = 0, \quad U_1 [\Psi_1(y)] = I, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$U_0 [\Psi_i(y)] = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix} * \Psi_i'(b) + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix} * \Psi_i(b)$$

$$U_1 [\Psi_i(y)] = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} * \Psi_i'(0) + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \Psi_i(0)$$

Введемо наступні позначення:

$$C_1^i = \begin{pmatrix} d_1^i & d_2^i \\ d_3^i & d_4^i \end{pmatrix}, \quad C_2^i = \begin{pmatrix} f_1^i & f_2^i \\ f_3^i & f_4^i \end{pmatrix}, \quad (\text{Ап.С. 2})$$

Випадок динамічної задачі

Випадку статичної задачі випишемо значення елементів матриць $\Psi_i(y)$, $\Psi_i'(y)$, враховуючи позначення (Ап.С. 2).

Елементи матриці $\Psi_i(y)$:

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{1,1} = & \frac{1}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}[(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_1^i + \\ & + (s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_3^i] + [(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_1^i + \\ & + (s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_3^i]\frac{1}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{1,2} = & \frac{1}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}[(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_2^i + \\ & + (s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_4^i] + [(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_2^i + \\ & + (s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_4^i]\frac{1}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{2,1} = & \frac{1}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}[(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_1^i + \\ & + (s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_3^i] + [(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_1^i + \\ & + (s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_3^i]\frac{1}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{2,2} = & \frac{1}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}[(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_2^i + \\ & + (s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_4^i] + [(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_2^i + \\ & + (s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_4^i]\frac{1}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

Елементи матриці $\Psi'_i(y)$:

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{1,1} = & \frac{1}{2(s_1^2 - s_2^2)}[(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_1^i + \\ & + (s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_3^i] + [(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_1^i + \\ & + (s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_3^i]\frac{s_2}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{1,2} &= \frac{1}{2(s_1^2 - s_2^2)} [(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_2^i + \\ &+ (s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_4^i] + [(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_2^i + \\ &+ (s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_4^i] \frac{s_2}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{2,1} &= \frac{1}{2(s_1^2 - s_2^2)} [(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_1^i + \\ &+ (s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_3^i] + [(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_1^i + \\ &+ (s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_3^i] \frac{s_2}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{2,2} &= \frac{1}{2(s_1^2 - s_2^2)} [(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})d_2^i + \\ &+ (s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})d_4^i] + [(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})f_2^i + \\ &+ (s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})f_4^i] \frac{s_2}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}\end{aligned}$$

Введемо наступні позначення:

$$\begin{aligned}
a_1(y) &= \frac{(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}, \\
a_2(y) &= \frac{(s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \\
a_3(y) &= \frac{(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}, \\
a_4(y) &= \frac{(s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \\
a_5(y) &= \frac{(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)}, \\
a_6(y) &= \frac{(s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})}{2s_1(s_1^2 - s_2^2)} \\
a_7(y) &= \frac{(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)}, \\
a_8(y) &= \frac{(s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})}{2s_2(s_2^2 - s_1^2)} \\
a_9(y) &= \frac{(s_1^2 + s_1^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_1y} + e^{-s_1y})}{2(s_1^2 - s_2^2)}, \\
a_{10}(y) &= \frac{(s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} - e^{-s_1y})}{2(s_1^2 - s_2^2)} \\
a_{11}(y) &= \frac{(s_2^2 + s_2^2\mu_0 - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2})(e^{s_2y} + e^{-s_2y})}{2(s_2^2 - s_1^2)}, \\
a_{12}(y) &= \frac{(s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} - e^{-s_2y})}{2(s_2^2 - s_1^2)} \\
a_{13}(y) &= \frac{(-s_1\alpha_n\mu_0)(e^{s_1y} + e^{-s_1y})}{2(s_1^2 - s_2^2)}, \\
a_{14}(y) &= \frac{(s_1^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_1y} - e^{-s_1y})}{2(s_1^2 - s_2^2)} \\
a_{15}(y) &= \frac{(-s_2\alpha_n\mu_0)(e^{s_2y} + e^{-s_2y})}{2(s_2^2 - s_1^2)}, \\
a_{16}(y) &= \frac{(s_2^2 - \alpha_n^2 - \alpha_n^2\mu_0 + \frac{\omega^2}{c_1^2})(e^{s_2y} - e^{-s_2y})}{2(s_2^2 - s_1^2)}
\end{aligned} \tag{Ап.С. 3}$$

Випадок статичної задачі

Випадку статичної задачі випишемо значення елементів матриць $\Psi_i(y)$, $\Psi'_i(y)$, враховуючи позначення (Ап.С. 2).

Елементи матриці $\Psi_i(y)$:

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{1,1} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)d_1^i + (y\alpha_n\mu_0)d_3^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)f_1^i + (-y\alpha_n\mu_0)f_3^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{1,2} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)d_2^i + (y\alpha_n\mu_0)d_4^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)f_2^i + (-y\alpha_n\mu_0)f_4^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{2,1} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(-y\alpha_n\mu_0)d_1^i + (-y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)d_3^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0)f_1^i + (-y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)f_3^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi_i(y)_{2,2} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(-y\alpha_n\mu_0)d_2^i + (-y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)d_4^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} [(y\alpha_n\mu_0)f_2^i + (-y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)f_4^i]\end{aligned}$$

Елементи матриці $\Psi'_i(y)$:

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{1,1} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)d_1^i + (y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)d_3^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)f_1^i + (y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)f_3^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{1,2} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)d_2^i + (y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)d_4^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)f_2^i + (y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)f_4^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{2,1} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)d_1^i + (-y\alpha_n\mu_0 + 2)d_3^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)f_1^i + (y\alpha_n\mu_0 + 2)f_3^i]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi'_i(y)_{2,2} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)d_2^i + (-y\alpha_n\mu_0 + 2)d_4^i] + \\ &+ \frac{e^{-\alpha_n y}}{(1 + \mu_0)4} [(-y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)f_2^i + (y\alpha_n\mu_0 + 2)f_4^i]\end{aligned}$$

Введемо наступні позначення:

$$\begin{aligned}a_1(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n}, & a_2(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} & (\text{Ап.С. 4}) \\ a_3(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n}, & a_4(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} \\ a_5(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n}, & a_6(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 + 2 + \mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} \\ a_7(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n}, & a_8(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 - 2 - \mu_0)}{(1 + \mu_0)4\alpha_n} \\ a_9(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)}{(1 + \mu_0)4}, & a_{10}(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)}{(1 + \mu_0)4} \\ a_{11}(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 + 2 + 2\mu_0)}{(1 + \mu_0)4}, & a_{12}(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)}{(1 + \mu_0)4} \\ a_{13}(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 - \mu_0)}{(1 + \mu_0)4}, & a_{14}(y) &= \frac{e^{\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 + 2)}{(1 + \mu_0)4} \\ a_{15}(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(-y\alpha_n\mu_0 + \mu_0)}{(1 + \mu_0)4}, & a_{16}(y) &= \frac{e^{-\alpha_n y}(y\alpha_n\mu_0 + 2)}{(1 + \mu_0)4}\end{aligned}$$

Загальна схема розв'язку системи алгебричних рівнянь

Враховуючи введені позначення (Ап.С. 3), (Ап.С. 4) складемо систему алгебричних рівнянь використовуючи граничні умови (Ап.С. 1). Запишемо елементи вихідної матриці $U_0 [\Psi_i(y)]$:

$$\begin{aligned}U_0 [\Psi_i(y)]_{1,1} &= (a_9(b) - \alpha_n a_5(b))d_1^i + (a_{10}(b) - \alpha_n a_6(b))d_3^i + \\ &+ (a_{11}(b) - \alpha_n a_7(b))f_1^i + (a_{12}(b) - \alpha_n a_8(b))f_3^i\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}U_0 [\Psi_i(y)]_{1,2} &= (a_9(b) - \alpha_n a_5(b))d_2^i + (a_{10}(b) - \alpha_n a_6(b))d_4^i + \\ &+ (a_{11}(b) - \alpha_n a_7(b))f_2^i + (a_{12}(b) - \alpha_n a_8(b))f_4^i\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}U_0 [\Psi_i(y)]_{2,1} &= ((2G + \lambda)a_{13}(b) + \alpha_n \lambda a_1(b))d_1^i + \\ &+ ((2G + \lambda)a_{14}(b) + \alpha_n \lambda a_2(b))d_3^i + ((2G + \lambda)a_{15} + \alpha_n \lambda a_3(b))f_1^i + \\ &+ ((2G + \lambda)a_{16}(b) + \alpha_n \lambda a_4(b))f_3^i\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
U_0 [\Psi_i(y)]_{2,2} &= ((2G + \lambda)a_{13}(b) + \alpha_n \lambda a_1(b))d_2^i + \\
&+ ((2G + \lambda)a_{14}(b) + \alpha_n \lambda a_2(b))d_4^i + ((2G + \lambda)a_{15} + \alpha_n \lambda a_3(b))f_2^i + \\
&+ ((2G + \lambda)a_{16}(b) + \alpha_n \lambda a_4(b))f_4^i
\end{aligned}$$

Запишемо елементи вихідної матриці $U_1 [\Psi_i(y)]$:

$$\begin{aligned}
U_1 [\Psi_i(y)]_{1,1} &= (a_9(0) - \alpha_n a_5(0))d_1^i + (a_{10}(0) - \alpha_n a_6(0))d_3^i + \\
&+ (a_{11}(0) - \alpha_n a_7(0))f_1^i + (a_{12}(0) - \alpha_n a_8(0))f_3^i
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
U_1 [\Psi_i(y)]_{1,2} &= (a_9(0) - \alpha_n a_5(b))d_2^i + (a_{10}(0) - \alpha_n a_6(0))d_4^i + \\
&+ (a_{11}(0) - \alpha_n a_7(0))f_2^i + (a_{12}(0) - \alpha_n a_8(0))f_4^i
\end{aligned}$$

$$U_1 [\Psi_i(y)]_{2,1} = a_5(0)d_1^i + a_6(0)d_3^i + a_7(0)f_1^i + a_8(0)f_3^i$$

$$U_1 [\Psi_i(y)]_{2,2} = a_5(0)d_2^i + a_6(0)d_4^i + a_7(0)f_2^i + a_8(0)f_4^i$$

Введемо наступні позначення:

$$\begin{aligned}
b_1 &= (a_9(b) - \alpha_n a_5(b)), & b_2 &= (a_{10}(b) - \alpha_n a_6(b)) \\
b_3 &= (a_{11}(b) - \alpha_n a_7(b)), & b_4 &= (a_{12}(b) - \alpha_n a_8(b)) \\
b_5 &= ((2G + \lambda)a_{13}(b) + \alpha_n \lambda a_1(b)), & b_6 &= ((2G + \lambda)a_{14}(b) + \alpha_n \lambda a_2(b)) \\
b_7 &= ((2G + \lambda)a_{15} + \alpha_n \lambda a_3(b)), & b_8 &= ((2G + \lambda)a_{16}(b) + \alpha_n \lambda a_4(b)) \\
b_9 &= (a_9(0) - \alpha_n a_5(0)), & b_{10} &= (a_{10}(0) - \alpha_n a_6(0)) \\
b_{11} &= (a_{11}(0) - \alpha_n a_7(0)), & b_{12} &= (a_{12}(0) - \alpha_n a_8(0)) \\
b_{13} &= a_5(0), & b_{14} &= a_6(0) \\
b_{15} &= a_7(0), & b_{16} &= a_8(0)
\end{aligned}$$

Враховучи останнє випишемо системи відносно невідомих коефіцієнтів $d_k^i, f_k^i, i = \overline{0, 1}, k = \overline{1, 4}$

$$\begin{aligned}
&\begin{cases} b_1 d_1^0 + b_2 d_3^0 + b_3 f_1^0 + b_4 f_3^0 = 1 \\ b_5 d_1^0 + b_6 d_3^0 + b_7 f_1^0 + b_8 f_3^0 = 0 \\ b_9 d_1^0 + b_{10} d_3^0 + b_{11} f_1^0 + b_{12} f_3^0 = 0 \\ b_{13} d_1^0 + b_{14} d_3^0 + b_{15} f_1^0 + b_{16} f_3^0 = 0 \end{cases}, & \begin{cases} b_1 d_2^0 + b_2 d_4^0 + b_3 f_2^0 + b_4 f_4^0 = 0 \\ b_5 d_2^0 + b_6 d_4^0 + b_7 f_2^0 + b_8 f_4^0 = 1 \\ b_9 d_2^0 + b_{10} d_4^0 + b_{11} f_2^0 + b_{12} f_4^0 = 0 \\ b_{13} d_2^0 + b_{14} d_4^0 + b_{15} f_2^0 + b_{16} f_4^0 = 0 \end{cases} \\
&\begin{cases} b_1 d_1^1 + b_2 d_3^1 + b_3 f_1^1 + b_4 f_3^1 = 0 \\ b_5 d_1^1 + b_6 d_3^1 + b_7 f_1^1 + b_8 f_3^1 = 0 \\ b_9 d_1^1 + b_{10} d_3^1 + b_{11} f_1^1 + b_{12} f_3^1 = 1 \\ b_{13} d_1^1 + b_{14} d_3^1 + b_{15} f_1^1 + b_{16} f_3^1 = 0 \end{cases}, & \begin{cases} b_1 d_2^1 + b_2 d_4^1 + b_3 f_2^1 + b_4 f_4^1 = 0 \\ b_5 d_2^1 + b_6 d_4^1 + b_7 f_2^1 + b_8 f_4^1 = 0 \\ b_9 d_2^1 + b_{10} d_4^1 + b_{11} f_2^1 + b_{12} f_4^1 = 0 \\ b_{13} d_2^1 + b_{14} d_4^1 + b_{15} f_2^1 + b_{16} f_4^1 = 1 \end{cases}
\end{aligned}$$

Додаток D

ЗНАХОДЖЕННЯ ФУНКЦІЇ $v_0(y)$ НЕОДНОРІДНОЇ ЗАДАЧІ

Випадок динамічної задачі

Знайдемо $v_0(y)$ розглянувши задачу у просторі трансформант (2.9), (2.10) при $n = 0$, $\alpha_n = 0$. Отримаємо наступну задачу відносно $v_0(y)$:

$$v_0''(y) + \frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}v_0(y) = \frac{f(y)}{1 + \mu_0}$$

Де $f(y) = (\frac{\alpha_2}{\beta_2}\chi_4(y)\cos(\alpha_n a) - \frac{\alpha_1}{\beta_1}\chi_2(y)) - \frac{\mu_0}{(1 + \mu_0)}(\chi_3'(y)\cos(\alpha_n a) - \chi_1'(y))$.

Та граничні умови:

$$(2G + \lambda)v_0'(b) = -p_0, \quad v_0(0) = 0, \quad p_0 = \int_0^a p(x)dx$$

Спочатку знайдемо фундаментальну базисну систему розв'язків задачі $\psi_0(y)$, $\psi_1(y)$:

$$\psi_i''(y) + \frac{\omega^2}{c_2^2(1 + \mu_0)}\psi_i(y) = 0, \quad i = \overline{0, 1}$$

$$\begin{cases} \psi_0(0) = 1 \\ \psi_0'(b) = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \psi_1(0) = 0 \\ \psi_1'(b) = 1 \end{cases}$$

Розв'язок однорідної задачі відносно $\psi_i(y)$ має вигляд:

$$\psi_i(y) = c_1^i \cos\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}y\right) + c_2^i \sin\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}y\right) \quad (6.36)$$

Враховучи граничні умови отримаємо остаточний вигляд $\psi_0(y)$, $\psi_1(y)$:

$$\begin{cases} \psi_0(y) = \cos\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}y\right) + \operatorname{tg}\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}b\right) \sin\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}y\right) \\ \psi_1(y) = \frac{c_2(1 + \mu_0)}{\omega \cos\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}b\right)} \sin\left(\frac{\omega}{c_2\sqrt{1 + \mu_0}}y\right) \end{cases}$$

Побудуємо тепер функцію Гріна задачі:

$$g(y, \xi) = \begin{cases} -a_1(\xi)\psi_1(y), & 0 \leq y < \xi \\ a_0(\xi)\psi_0(y), & \xi < y \leq b \end{cases}$$

Де $a_0(\xi)$, $a_1(\xi)$ будуть знайдені з наступної системи

$$\begin{cases} a_0(\xi)\psi'_0(\xi) + a_1(\xi)\psi'_1(\xi) = 1 \\ a_0(\xi)\psi_0(\xi) + a_1(\xi)\psi_1(\xi) = 0 \end{cases}$$

Таким чином остаточний розв'язок задачі відносно $v_0(y)$ буде мати наступний вигляд:

$$v_0(y) = \frac{1}{(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) f(\xi) d\xi - \psi_0(y) \frac{p_0}{2G + \lambda}$$

Випадок статичної задачі

У випадку статичної задачі коли $\omega = 0$ отримаємо наступну задачу відносно $v_0(y)$:

$$v_0''(y) = \frac{f(y)}{1 + \mu_0}$$

$$(2G + \lambda)v_0'(b) = -p_0, \quad v_0(0) = 0, \quad p_0 = \int_0^a p(x) dx$$

Спочатку знайдем фундаментальну базисну систему розв'язків задачі $\psi_0(y)$, $\psi_1(y)$:

$$\psi_i''(y) = 0, i = \overline{0, 1}$$

$$\begin{cases} \psi_0(0) = 1 \\ \psi_0'(b) = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \psi_1(0) = 0 \\ \psi_1'(b) = 1 \end{cases}$$

Розв'язок однорідної задачі відносно $\psi_i(y)$ має вигляд:

$$\psi_i(y) = c_1^i + c_2^i y \quad (6.37)$$

Враховучи граничні умови отримаємо остаточний вигляд $\psi_0(y)$, $\psi_1(y)$:

$$\begin{cases} \psi_0(y) = 1 \\ \psi_1(y) = y \end{cases}$$

Побудуємо тепер функцію Гріна задачі:

$$g(y, \xi) = \begin{cases} -a_1(\xi)\psi_1(y), 0 \leq y < \xi \\ a_0(\xi)\psi_0(y), \xi < y \leq b \end{cases}$$

Де $a_0(\xi)$, $a_1(\xi)$ будуть знайдені з наступної системи

$$\begin{cases} a_0(\xi)\psi'_0(\xi) + a_1(\xi)\psi'_1(\xi) = 1 \\ a_0(\xi)\psi_0(\xi) + a_1(\xi)\psi_1(\xi) = 0 \end{cases}, \Leftrightarrow \begin{cases} a_0(\xi) = -\xi \\ a_1(\xi) = 1 \end{cases}$$

Таким чином остаточний розв'язок задачі відносно $v_0(y)$ буде мати наступний вигляд:

$$v_0(y) = \frac{1}{(1 + \mu_0)} \int_0^b g(y, \xi) f(\xi) d\xi - \psi_0(y) \frac{p_0}{2G + \lambda}$$

Додаток Е

ЗНАХОДЖЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ c_i , $i = \overline{1, 4}$

Випадок статичної задачі

Для знаходження коефіцієнтів c_1, c_2, c_3, c_4 випадку статичної задачі (3.9) спочатку знайдем $Y_0(y) * \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}$ та $Y_1(y) * \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix}$.

$$\begin{aligned} Y_0(y) * \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} &= \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 & \alpha_n \mu_0 y \\ -\alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{e^{\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} c_1(\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) + c_2(\alpha_n \mu_0 y) \\ c_1(-\alpha_n \mu_0 y) + c_2(-\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Y_1(y) * \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix} &= \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} \alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 & -\alpha_n \mu_0 y \\ \alpha_n \mu_0 y & -\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{e^{-\alpha_n y}}{4\alpha_n} \begin{pmatrix} c_3(\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) + c_4(-\alpha_n \mu_0 y) \\ c_3(\alpha_n \mu_0 y) + c_4(-\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Введемо позначення $c = \frac{1}{4\alpha_n(1+\mu_0)}$.

Запишемо тепер $Z_n(y)$:

$$Z_n(y) = c \begin{pmatrix} c_1 e^{\alpha_n y} (\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) + c_2 e^{\alpha_n y} (\alpha_n \mu_0 y) + \\ + c_3 e^{-\alpha_n y} (\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) + c_4 e^{-\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y) \\ c_1 e^{\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y) + c_2 e^{\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) + \\ + c_3 e^{-\alpha_n y} (\alpha_n \mu_0 y) + c_4 e^{-\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) \end{pmatrix}$$

Тепер $Z'_n(y)$:

$$Z'_n(y) = c \begin{pmatrix} c_1 e^{\alpha_n y} (\alpha_n^2 \mu_0 y + 2\alpha_n + 2\alpha_n \mu_0) + c_2 e^{\alpha_n y} (\alpha_n^2 \mu_0 y + \alpha_n \mu_0) + \\ + c_3 e^{-\alpha_n y} (-\alpha_n^2 \mu_0 y + 2\alpha_n + 2\alpha_n \mu_0) + c_4 e^{-\alpha_n y} (\alpha_n^2 \mu_0 y - \alpha_n \mu_0) \\ c_1 e^{\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y) + c_2 e^{\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y + 2 + \mu_0) + \\ + c_3 e^{-\alpha_n y} (\alpha_n \mu_0 y) + c_4 e^{-\alpha_n y} (-\alpha_n \mu_0 y - 2 - \mu_0) \end{pmatrix}$$

Тепер використаєм граничні умови (3.10) та побудуєм алгебричну систему відносно коефіцієнтів.

Використаєм $U_0 [Z_n(y)]$:

$$E_0 * Z'_n(b) + F_0 * Z_n(b) = D_0 \Leftrightarrow$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2G + \lambda \end{pmatrix} * Z'_n(b) + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ \alpha_n \lambda & 0 \end{pmatrix} * Z_n(b) = \begin{pmatrix} 0 \\ -p_n \end{pmatrix}$$

Отримаємо перші 2 рівняння системи:

$$\begin{cases} c_1 e^{\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n \mu_0 + \alpha_n) + c_2 e^{\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b - \alpha_n) + \\ + c_3 e^{-\alpha_n b} (-\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n + \alpha_n \mu_0) + c_4 e^{-\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n) = 0 \\ c_1 e^{\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b - 2G \alpha_n \mu_0 + 2\lambda \alpha_n) + c_2 e^{\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b + \\ + (2G + \lambda) 2\alpha_n) + c_3 e^{-\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b + 2G \alpha_n \mu_0 - 2\lambda \alpha_n) + \\ + c_4 e^{-\alpha_n b} (2G \alpha_n^2 \mu_0 b + (2G + \lambda) 2\alpha_n) = -c p_n \end{cases}$$

Використаєм $U_1 [Z_n(y)]$:

$$E_1 * Z'_n(0) + F_1 * Z_n(0) = D_1 \Leftrightarrow$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} * Z'_n(0) + \begin{pmatrix} 0 & -\alpha_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * Z_n(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Отримаємо другі 2 рівняння системи:

$$\begin{cases} c_1 (\alpha_n + \alpha_n \mu_0) + c_2 (-\alpha_n) + c_3 (\alpha_n + \alpha_n \mu_0) + c_4 (\alpha_n) = 0 \\ c_2 (2 + \mu_0) + c_4 (-2 - \mu_0) = 0 \end{cases}$$

Звідси видно, що $c_3 = -c_1$, $c_4 = c_2$. Введемо наступні позначення:

$$\begin{aligned} a_1 &= e^{\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n \mu_0 + \alpha_n) - e^{-\alpha_n b} (-\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n + \alpha_n \mu_0), \\ a_2 &= e^{\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b - \alpha_n) + e^{-\alpha_n b} (\alpha_n^2 \mu_0 b + \alpha_n), \\ a_3 &= e^{\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b - 2G \alpha_n \mu_0 + 2\lambda \alpha_n) - \\ &\quad - e^{-\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b + 2G \alpha_n \mu_0 - 2\lambda \alpha_n) \\ a_4 &= e^{\alpha_n b} (-2G \alpha_n^2 \mu_0 b + (2G + \lambda) 2\alpha_n) + \\ &\quad + e^{-\alpha_n b} (2G \alpha_n^2 \mu_0 b + (2G + \lambda) 2\alpha_n) \end{aligned}$$

Враховуючи останнє отримаємо:

$$\begin{cases} c_3 = -c_1 \\ c_4 = c_2 \\ c_1 a_1 + c_2 a_2 = 0 \\ c_1 a_3 + c_2 a_4 = -c p_n \end{cases} \Leftrightarrow, \begin{cases} c_3 = -c_1 \\ c_4 = c_2 \\ c_1 = -c_2 \frac{a_2}{a_1} \\ c_2 (a_4 a_1 - a_2 a_3) = -c p_n a_1 \end{cases} \Leftrightarrow$$

$$\begin{cases} c_1 = cp_n \frac{a_2}{(a_4 a_1 - a_2 a_3)} \\ c_2 = -cp_n \frac{a_1}{(a_4 a_1 - a_2 a_3)} \\ c_3 = -cp_n \frac{a_2}{(a_4 a_1 - a_2 a_3)} \\ c_4 = -cp_n \frac{a_1}{(a_4 a_1 - a_2 a_3)} \end{cases}$$

Випадок динамічної задачі

Розглянемо випадок динамічної задачі. Введемо наступні позначення

$$\begin{aligned} x_1 &= \alpha_n \mu_0 s_1, & x_2 &= \alpha_n \mu_0 s_2 \\ x_3 &= s_1^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2}, & x_4 &= s_2^2(1 + \mu_0) - \alpha_n^2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} \\ x_5 &= s_1^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) + \frac{\omega^2}{c_1^2}, & x_6 &= s_2^2 - \alpha_n^2(1 + \mu_0) + \frac{\omega^2}{c_1^2} \\ y_1 &= 2s_1(s_1^2 - s_2^2), & y_2 &= 2s_2(s_2^2 - s_1^2) \\ z_1 &= \frac{(e^{bs_1} + e^{-bs_1})(s_1 x_3 + \alpha_n x_1)}{y_1}, & z_2 &= \frac{(e^{bs_1} - e^{-bs_1})(s_1 x_1 - \alpha_n x_5)}{y_1} \\ z_3 &= \frac{(e^{bs_2} + e^{-bs_2})(s_2 x_4 + \alpha_n x_2)}{y_2}, & z_4 &= \frac{(e^{bs_2} - e^{-bs_2})(s_2 x_4 - \alpha_n x_6)}{y_2} \\ z_5 &= \frac{(e^{bs_1} - e^{-bs_1})(s_1 x_3 - s_1 x_1(2G + \lambda))}{y_1}, & z_6 &= \frac{(e^{bs_1} + e^{-bs_1})(s_1 x_5(2G + \lambda) + \alpha_n \lambda x_1)}{y_1} \\ z_7 &= \frac{(e^{bs_2} - e^{-bs_2})(\alpha_n \lambda x_4 - s_2 x_2(2G + \lambda))}{y_2}, & z_8 &= \frac{(e^{bs_2} + e^{-bs_2})(s_2 x_6(2G + \lambda) + \alpha_n \lambda x_2)}{y_2} \\ z_9 &= \frac{s_1 x_3 + \alpha_n x_1}{y_1}, & z_{10} &= \frac{s_2 x_4 + \alpha_n x_2}{y_2} \\ z_{11} &= \frac{x_1}{y_1}, & z_{12} &= \frac{x_2}{y_2} \end{aligned}$$

Таким чином отримаємо наступну систему:

$$\begin{cases} z_1 c_1 + z_2 c_2 + z_3 c_3 + z_4 c_4 = 0 \\ z_5 c_1 + z_6 c_2 + z_7 c_3 + z_8 c_4 = -p_n \\ z_9 c_1 + z_{10} c_3 = 0 \\ z_{11} c_1 + z_{12} c_3 = 0 \end{cases}, \Leftrightarrow \begin{cases} c_1 = 0 \\ c_3 = 0 \\ z_2 c_2 + z_4 c_4 = 0 \\ z_6 c_2 + z_8 c_4 = -p_n \end{cases}, \Leftrightarrow$$

$$\begin{cases} c_1 = 0 \\ c_3 = 0 \\ z_6 c_2 + z_8 c_4 = -p_n \end{cases}, \Leftrightarrow \begin{cases} c_1 = 0 \\ c_3 = 0 \\ c_2 = p_n \frac{z_4}{z_8 z_2 - z_4 z_6} \\ c_4 = -p_n \frac{z_2}{z_8 z_2 - z_4 z_6} \end{cases}$$