

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ПРИКЛАДНИХ ПРОБЛЕМ МЕХАНІКИ
І МАТЕМАТИКИ ім. Я.С.ПІДСТРИГАЧА**

На правах рукопису
УДК 539.3

Є М Е Ц Ь
ВОЛОДИМИР ФЕДОРОВИЧ

**ОБЕРНЕНІ ГРАНИЧНІ ЗАДАЧІ РОЗСІЯННЯ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ
ЛОКАЛЬНИМИ ОБ'ЄКТАМИ (АСИМПТОТИЧНИЙ ПІДХІД)**

01.02.04 - механіка деформівного твердого тіла

Автореферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Львів - 1997



Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С.Підстригача НАН України

Науковий консультант - доктор фізико-математичних наук,
професор ПІДДУБНЯК О.П.

Офіційні опоненти: член-кореспондент НАН України,
доктор технічних наук,
професор АНДРЕЙКІВ О.Є.
доктор фізико-математичних наук,
професор БАБАЄВ А.Є.
доктор фізико-математичних наук,
професор ОСАДЧУК В.А.

Провідна організація - Київський Національний університет
ім. Т.Г.Шевченка

Захист відбудеться 30 червня 1997 р. о 11⁰⁰ год.
на засіданні спеціалізованої вченої ради Д.04.17.01 в Інституті
прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С.Підстригача НАН
України за адресою: 2900601, Львів, вул. Наукова, 3-б.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці ІППММ ім.
Я.С.Підстригача НАН України (Львів, вул. Наукова, 3-б)

Відгук на автореферат просимо надсилати за адресою: 290601,
Львів, вул. Наукова, 3-б, ІППММ, вченому секретарю спеціалізованої
ради.

Автореферат розісланий 28 травня 1997 р.

Вчений секретар
спеціалізованої ради

Шевчук П.Р.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Проблеми дефектоскопії, неруйнівного контролю, динамічної механіки руйнування, конструювання нових композиційних матеріалів, медицини, геофізики у багатьох випадках пов'язані із необхідністю використання явища розсіяння ультразвуку локальними неоднорідностями та інтерпретацією експериментальних даних розсіяння. З математичної точки зору реалізація такого підходу приводить до розв'язування прямих та обернених (граничних, контактних) задач для рівнянь динамічної теорії пружності. Оскільки інформація про будову неоднорідного середовища міститься у безпосередньо вимірюваних характеристиках розсіяних полів, особливо важливе прикладне значення мають розв'язки відповідних обернених задач. Однак побудова останніх нашоветується на принципові труднощі аналітичного та обчислювального характеру, зумовлені, зокрема, нелінійністю та некоректністю обернених задач, а також обмеженими обчислювальними можливостями широко використовуваних на даний час ПЕОМ.

Таким чином, проблема інтерпретації даних розсіяння пружних хвиль локальними перешкодами в суцільних середовищах є актуальною як з точки зору багатьох застосувань, так і в чисто науковому плані.

В дисертаційній роботі розглянуті обернені задачі дистанційного визначення геометричних та механічних параметрів локальних неоднорідностей, що містяться в однорідному ізотропному пружному середовищі, за допомогою полів пружних хвиль, з використанням малопараметричної моделі, для якої загальна топологія об'єкту, тип граничних або контактних умов та зондуючі хвилі відомі. За вхідні дані приймаються амплітудно-фазові характеристики - комплексні амплітуди (діаграми) розсіяння або енергетичні характеристики - перерізи розсіяння, а хвилями зондування є плоскі хвилі поздовжнього типу. Розглядувана проблема типова у багатьох галузях, коли фізика процесу відома, а геометрію та матеріальну будову розсіювача необхідно визначити. Відразу ж зазначимо, що основна кількість робіт в цьому напрямку проведена у випадку розсіяння акустичних та електромагнітних хвиль, незважаючи на те, що проблема дистанційного визначення розмірів, форми, місцеположення тріщин, порожнин та включень в пружних тілах ультразвуковими методами має

ІНБ ім. В. Степан
АД Укроборонпром

першочергове значення при неруйнівному контролі елементів конструкції та зондуванні середовищ. Зазначена обставина не випадкова, оскільки ця проблема ще далека від свого вирішення навіть у найпростішому скалярному випадку. Аналіз векторних та скалярних прямих задач розсіяння ультразвукових хвиль локальними перешкодами належить до класичних розділів динамічної теорії пружності та акустики. У цьому напрямку доведені загальні теореми існування та єдиності розв'язків відповідних задач, а також побудовані методи для їх конструктивного дослідження, набутий великий досвід проведення числових розрахунків. В останній час для дослідження задач розсіяння хвиль перешкодами складної геометрії широко застосовуються методи інтегральних рівнянь, метод нульового поля (Т-матриць), метод дискретних джерел, методи скінченних елементів та різниць, варіаційні методи тощо. При цьому їх числова реалізація, необхідна для аналізу відповідних фізичних закономірностей процесів дифракції та для отримання кількісних характеристик розсіяння, вимагає значного об'єму обчислювальної роботи, яка успішно виконується завдяки появі сучасних ЕОМ. Однак, незважаючи на ці досягнення, практичне застосування згаданих вище методів, як проміжкової ланки для дослідження обернених задач, обмежене недостатньою швидкістю ЕОМ. Крім того, отримані числові розв'язки повинні бути ще й формально коректними з точки зору обчислювальної математики. Результативність запропонованих в дисертації підходів до дослідження обернених задач базується на використанні довго- та короткохвильових діапазонів частот пружних коливань. Застосування таких діапазонів дає можливість в ряді випадків аналітично описати характеристики розсіяння у хвильовій зоні, а також дозволяє виявити і інтерпретувати фізику дифракційних явищ, що багато в чому забезпечує успішне вивчення обернених задач.

Метою роботи є розробка методів визначення фізико-механічних та геометричних параметрів локальних неоднорідностей в пружно-деформованому середовищі за допомогою полів пружних хвиль. Досягнення вибраної мети передбачає вирішення такого комплексу питань:

- розробка нових та розвиток існуючих методів дослідження відповідних прямих задач теорії пружності усталених коливань на

основі теорії інтегральних рівнянь, визначених на замкнених многовидах або на многовидах із краєм;

- побудова апіорних оцінок, що пов'язують хвильові числа зондування і характерні властивості локальної перешкоди із наступним визначенням меж застосовності побудованих асимптотичних розв'язків прямих задач та їх фізичного змісту;

- створення на основі отриманих наближених розв'язків та теорії некоректних задач ефективних алгоритмів числово-аналітичного дослідження розглядуваних обернених задач;

- алгебраїзацію запропонованих алгоритмів та проведення числових експериментів на модельних прикладах.

Методологія дослідження ґрунтується на апараті інтегральних рівнянь розв'язування першої, другої та контактної задач теорії пружності усталених коливань, який, в свою чергу, є наслідком співвідношення Бетті для безмежної області; на схемах розв'язування некоректних задач (побудова нормальних псевдорозв'язків та операторів регуляризації, залежних від цілочислового параметра; метод регуляризації А.М.Тихонова із стабілізуючим функціоналом першого порядку; принцип ітеративної регуляризації на основі методу Ньютона-Канторовича); на методах задачі Рімана-Гільберта теорії аналітичних функцій, складених асимптотичних розкладів, контурних інтегралів, послідовних дифракцій, стаціонарної фази та перевалу; на інтегральних перетвореннях Фур'є та Радона. З метою моделювання даних розсіяння використовувався метод Гальоркіна, колокації, механічних квадратур для числового розв'язування інтегральних (інтегро-диференціальних) рівнянь, а також метод розділення змінних.

Наукова новизна дисертаційної роботи полягає у розгляді нового класу задач динамічної теорії пружності - обернених граничних задач розсіяння усталених пружних хвиль локальними об'єктами у суцільному середовищі, розробці методів їх розв'язування та в одержанні ряду результатів, частину з яких автор виносить на захист:

1. Методики визначення розмірів плоских тріщин (розрізів) в пружно-деформованому середовищі за допомогою розсіяних (випроміненних) полів пружних хвиль, в межах яких:

а) запропонований спосіб отримання та числового розв'язування інтегро-диференціальних рівнянь задачі розсіяння пружних стаціонарних хвиль плоскою щільною, обмеженою замкненим гладким контуром,

відносно стрибків зміщень її протилежних берегів, що дозволяє оперувати не з гіперсингулярними інтегралами, визначеними в сенсі Адама-ра, а з символами відповідних псевдодиференціальних операторів;

б) отримана асимптотична залежність повного поперечного перерізу розсіяння від частоти при дифракції пружної високочастотної поздовжньої хвилі на плоскій тунельній тріщині, внаслідок чого записана проста формула, що пов'язує розмір неоднорідності із кратними йому довжинами редеевських хвиль;

в) розроблена на основі методу А.Н.Тихонова із стабілізуючим функціоналом першого порядку процедура визначення напружено-деформованого стану пружного середовища за сигналами акустичної емісії, породженими новоутвореною тунельною тріщиною нормального відриву;

г) запропонована методика реконструкції замкненого гладкого контуру плоскої щілини, що ґрунтується на використанні значень амплітуди розсіяння поздовжніх хвиль на дискретному спектрі частот для напрямку, близькому до напрямку оберненого розсіяння та на розв'язуванні задачі обчислювальної томографії.

2. Метод дослідження оберненої задачі дистанційного відтворення геометричних та механічних параметрів тонкостінних стрічкових плоских включень, розташованих у пружній матриці в умовах ідеального контакту, складовими якого є :

а) постановка задач дифракції пружних хвиль на тонкостінних включеннях великої і малої жорсткості (у порівнянні із жорсткістю зовнішнього середовища), а також методика побудови високочастотних асимптотик полів зміщень і напружень у ближній зоні та в зоні Фраунгофера;

б) встановлений ефект недзеркального відбиття пружних хвиль, зумовлений нульовою симетричною або антисиметричною хвилями Лемба у тонкостінному включенні великої жорсткості;

г) спрямовані на розв'язування відповідних обернених задач результати фізичного аналізу отриманих характеристик розсіяних пружних хвиль.

3. Методики визначення геометричних параметрів об'ємних замкнених розсіювачів в деформованому середовищі, які використовують значення амплітуд розсіяння пружних хвиль на спектрі частот у

напрямку, близькому до напрямку оберненого розсіяння, і ґрунтуються на:

а) способах розв'язування обернених задач для порожнини, абсолютно жорсткого нерухомого включення та пружного включення, розміщеного в середовищі в умовах ідеального контакту, які базуються на розв'язуванні систем інтегральних рівностей і тривимірної задачі обчислювальної томографії з використанням довго- та короткохвильових дискретних діапазонів частот;

б) алгоритмах побудови опорних площин до поверхні недеформівної замкненої перешкоди, здобутих на основі використання інформації про внески в структуру амплітуд високочастотного розсіяння від невироджених та вироджених (корангів 1 та 2) критичних точок досліджуваної поверхні.

4. Числово-аналітична схема розв'язування оберненої граничної задачі реконструкції форми локального зіркового розсіювача в пружному середовищі, що базується на принципі ітеративної регуляризації, методі Ньютона-Канторовича та наближенні Борна для апроксимації похідної Фреше оператора відповідної прямої граничної (контактної) задачі теорії пружності усталених коливань.

5. Методики знаходження розмірів та форми локальних пружних об'єктів в акустичному середовищі, що включають:

а) побудову довго- та короткохвильових асимптотик амплітуди розсіяння акустичних хвиль при взаємодії з компактними ідеальними (недеформівними) тілами та розв'язування на цій основі методами п. За відповідних обернених задач;

б) процедуру ітеративної регуляризації розв'язування задачі визначення форми видовженого акустично жорсткого тіла обертання;

в) алгоритм реконструкції структурних характеристик опуклої перешкоди із імпедансними стінками, що знаходиться у складеному просторі;

г) алгоритм визначення розмірів пружних тонкостінних оболонок.

Обґрунтування та достовірність наукових результатів і висновків, отриманих у роботі, забезпечується тим, що при формулюванні обернених задач використовуються математичні постановки прямих задач розсіяння ультразвукових хвиль локальними перешкодами, які добре відомі та апробовані в теорії пружності; при отриманні наближених співвідношень, що пов'язують шукані та спостережувані

величини, застосовуються обґрунтовані математичні методи, а самі співвідношення співпадають у ряді часткових випадків із результатами інших авторів; зроблені в роботі допущення базуються на апріорних оцінках границь їх застосування із наступним визначенням їх фізичного змісту; для побудови розв'язків обернених задач застосовується методологія дослідження некоректних задач математичної фізики, що передбачає доведення нових або використання відомих теорем єдиності щодо шуканих розв'язків та побудову для одержання цих розв'язків алгоритмів, стійких в природних для застосувань класах функцій.

Теоретична та практична цінність роботи полягає у тому, що із єдиних позицій з використанням спектра частот зондуючого поля, розроблені методики наближеного розв'язування обернених задач дистанційного визначення геометричних, в деяких випадках і фізико-механічних параметрів локальних перешкод, що знаходяться у пружно-деформівній матриці, стосовно до практичних проблем дефектоскопії, неруйнівного контролю елементів конструкцій та зондування суцільних середовищ. Отримані результати мають важливе значення для розробки нових та розвитку існуючих методів і засобів неруйнівного контролю. Дисертація виконана у рамках комплексної цільової програми ДКНТ СРСР по розв'язуванню науково-технічної проблеми "Створити та освоїти ресурсозберігаючі технології виробництва зварних конструкцій, що забезпечують підвищення якості, надійності та довговічності машин, механізмів та споруд" (1986-1990 рр., шифр 0.72.01), науково-технічної програми "Технічна діагностика і неруйнівний контроль" (Постанова АН УРСР № 431 від 2.11.1988 р.). Результати роботи увійшли у звіти по держбюджетних НДР (№№ держ. реєстр. 01.90.0051922, 06.93.U033343), у звіти по темі фундаментальних досліджень "Розробка методів досліджень ехо-сигналів від тіл некононічної форми" ("Звук" №1/174; Постанова ДКНТ України №19 від 24.07.1992 р.), а також у звіти по науково-дослідних договорах ІППММ ім. Я.С.Підстригача НАН України з різними зацікавленими організаціями.

Апробація роботи та публікації. Дисертація є викладом раніше опублікованої 31 роботи автора, серед яких 24 статті в наукових журналах та збірниках праць міжнародних конференцій, 1 препринт, 2 депоновані рукописи.

Основні результати роботи доповідались на II Далекосхідній конференції "Людина і океан" (Владивосток, 1982), II Республіканській конференції з прикладної гідродинаміки (Київ, 1984), Республіканській науково-технічній конференції "Інтегральні рівняння в прикладному моделюванні" (Київ, 1983), II Всесоюзній конференції "Механіка неоднорідних структур" (Львів, 1987), XIV Всесоюзній конференції з теорії оболонок і пластин (Кутаїсі, 1988), II Всесоюзній конференції з акустичної емісії (Кишинів, 1987), X Міжнародній конференції "High Energy Rate Fabrication" (Любляна, Югославія, 1989), X Всесоюзній конференції з дифракції і розповсюдження хвиль (Вінниця, 1990), III Республіканській конференції з теоретичної та прикладної гідродинаміки (Алушта, 1988), IV Міжнародній конференції "Механіка неоднорідних структур" (Тернопіль, 1987), Міжнародному семінарі "Числове розв'язування прямих та обернених задач теорії електромагнітних хвиль" (DIPED-95) (Львів-Брюховичі, 1995), II Міжнародному симпозіумі "Механіка і фізика руйнування будівельних матеріалів та конструкцій" (Львів-Дубляни, 1996), VI Міжнародній конференції URSI "Mathematical methods in electromagnetic theory" (Львів, 1996).

У повному обсязі дисертація доповідалась на семінарах: "Проблеми механіки деформівного твердого тіла" Інституту прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С.Підстригача НАН України під керівництвом чл.-кор. НАН України Г.С.Кіта, "Проблеми механіки" Київського національного університету ім. Т.Г.Шевченка під керівництвом чл.-кор. НАН України А.Ф.Улітка, Західно-Українського осередку МТТ/ED/AP IEEE під керівництвом проф. М.М.Войтовича, "Фізичні поля в неоднорідних середовищах та неруйнівний контроль матеріалів" Фізико-механічного інституту ім. Г.В.Карпенка НАН України під керівництвом чл.-кор. НАН України З.Т.Назарчука.

Структура та об'єм роботи. Дисертація складається із вступу, п'яти глав, висновків, списку літератури. Загальний обсяг дисертації на 329 сторінках містить 63 рис. на 38 сторінках, 2 таблиці, 279 бібліографічних найменувань.

ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЙНОЇ РОБОТИ

У вступі викладений короткий огляд праць, що стосуються теми дисертації. Обґрунтована актуальність дослідження, сформульована мета роботи, відзначені її наукова новизна і практичне значення, а також основні положення і результати, що виносяться на захист.

Перша глава є допоміжною, однак містить результати, що є важливими для подальшого викладу.

Передусім в § 1.1 зроблена математична постановка оберненої граничної задачі, в основі якої лежать постановки зовнішньої першої, другої та контактної прямих задач теорії пружності усталених коливань. Розглядається однорідний ізотропний простір, в якому міститься деяка локальна область D і на цю область набігає плоска хвиля, що характеризується вектором зміщення $u^i = A_0 \exp[ik_L(1, x)]$, де x - декартова координата із початком відліку в D . Якщо $u^i(x)$ - вектор зміщень в розсіяній хвилі, то

$$u^i(x) = -(4\pi r)^{-1} \sum_{A=L,T} \exp(ik_A r) f^A(\omega; l, v) + O(r^{-2}) \quad (r = |x| \rightarrow \infty) \quad (1)$$

де f^A - комплексна амплітуда розсіяння (АР) поздовжніх ($A = L$) або поперечних ($A = T$) хвиль; $l, v = x / r$ - відповідно напрямки зондування і спостереження; ω - кругова частота; k_A - хвильове число, пов'язане із швидкістю c_A . У випадку плоскої задачі, коли розглядаються хвилі вертикальної поляризації: $u = (u_1, 0, u_3)$, $x = (x_1, 0, x_3)$ формула (1) набуває вигляду :

$$u^i(x) = \sum_{A=L,T} \frac{\exp[ik_A r + i\pi/4]}{(8\pi k_A r)^{1/2}} f^A(\omega; l, v) + O(r^{-1}) \quad (2)$$

Оскільки поля f^A повністю характеризують поведінку розсіяного поля в дальній зоні, то, абстрагуючись від конкретної природи розсіювача D , обернену задачу сформулюємо так: за відомим з експерименту функціоналом від полів $f^A(\omega; l, v)$ визначити форму тіла D та його фізико-механічні властивості. Зауважимо, що коли зондує поле не є плоскою хвилею, то схема для визначення f^A реалізується за допомогою зображення як падаючого, так і розсіяного поля у вигляді суперпозиції плоских хвиль, спостережуваного на деякій поверхні.

У § 1.2 наведені необхідні відомості із теорії некоректних задач та записані деякі загальні схеми побудови їх регуляризованих розв'язків, які використовуються надалі. Крім того, знайдені розв'язки декількох простих обернених задач, що мають відношення до теми дослідження та ілюструють техніку застосування методів регуляризації. Зокрема, розв'язана задача про відновлення інтенсивності джерела випромінювання хвиль в акустичному півпросторі з вільною поверхнею за виміряним розподілом швидкостей на цій поверхні.

Подібна ситуація має місце, наприклад, в акустоемісійних методах контролю. Регуляризацію задач проведено за допомогою інтегральних операторів типу Фейєра.

В наступному § 1.3 досліджується одна система моментних рівнянь, до якої зводяться деякі обернені задачі, що вивчаються в роботі. Доведено декілька теорем єдиності її розв'язків та побудовано сімейство регуляризуючих операторів, залежних від цілочислового параметра. Встановлено зв'язок між цим параметром та рівнем похибок задання вільних членів даної системи. Детально проаналізована ситуація, коли ця система одержується в результаті дискретного розбиття множини значень зовнішньої змінної Фур'є-трансформанти від характеристичної функції замкненої гладкої області.

Четвертий параграф цієї глави присвячений теоремам єдиності визначення форми абсолютно жорсткого нерухомого включення або порожнини за амплітудами розсіяння пружних хвиль. Загальність приведених теорем забезпечується тим, що при цьому не робляться ніякі спеціальні припущення про клас поверхонь, що обмежують перешкоди. Виклад починається із розгляду скалярних обернених задач розсіяння. Відповідні теореми єдиності для цього випадку достатньо повно висвітлені в оглядових роботах таких авторів як D.Colton, G.Dassios, V.M.Isakov, D.S.Jones, R.Kress, P.A.Martin, B.D.Sleeman та інших. Оскільки доведення цих теорем базується на аналітичних властивостях амплітуди розсіяння, то, як показано в роботі, їх спосіб доведення може бути використаний для випадку обернених граничних задач для рівнянь Лапе. Із приведених теорем випливає, що для усунення неєдиності розв'язків необхідно змінювати або напрямок зондування (зсувати "лампу"), або змінювати довжини зондуючих хвиль (змінювати колір "ламп"). Зазначимо, що питання єдиності розв'язку оберненої граничної задачі займає важливе місце при її дослідженні не тільки із математичної точки зору, але й тому, що його вирішення багато в чому визначає способи побудови алгоритму реконструкції. В наступних розділах роботи відповідні теореми доведені для певних класів тіл, виходячи з конструктивних алгоритмів розв'язування обернених задач.

В останньому § 1.5 цієї глави побудовані інтегральні зображення для АР поздовжніх та поперечних хвиль, які є наслідком формул Бетті (співвідношень еквівалентності) та дозволяють зв'язати регулярні

розв'язки рівнянь Ламе зовні або всередині області D через граничні значення на її поверхні. Отримані характеристики визначають розсіяне поле в зоні Фраунгофера через значення полів зміщень або напружень на поверхні (всередині) перешкоди. Якщо за деякими міркуваннями розподіл останніх відомий, то отримані вирази пов'язують геометрію та фізико-механічні параметри розсіювача із експериментально спостережуваним полем.

У другій главі подані методи розв'язування оберненої граничної задачі для плоскої щілини. Ключовим елементом запропонованих процедур є встановлення наближених співвідношень для визначення стрибків зміщень протилежних берегів тріщини $\Phi(y) = u^+(y) - u^-(y)$, $u = u^i + u^r$, $u^{\pm} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} u(y_1, y_2, \pm\epsilon)$. З цією метою у §2.1, із застосуванням формули Бетті та інтегральних співвідношень для елементів матриці фундаментальних розв'язків В.Д.Купрадзе, одержаних у вигляді суперпозиції плоских хвиль, в роботі отримана система інтегральних рівнянь відносно $\Phi_i(y)$, $i = 1, 2, 3$. Проведений аналіз символів ядер отриманої системи показує, що її можна подати у вигляді системи інтегро-диференціальних рівнянь, вносячи з-під знаку інтегрування оператор $(\nabla^2 + k_R)$, де ∇^2 - двовимірний оператор Лапласа за змінними x_1, x_2 , k_R - хвильове число релеєвської хвилі. Причому ядра отриманої системи будуть полярними (фредгольмовими). Відповідні співвідношення наведені для випадку плоскої деформації.

Другий параграф цієї глави присвячений методикам побудови числових розв'язків отриманої системи методом Гальоркіна. При цьому використаний відомий висновок про те, що врахування особливостей в координатних функціях еквівалентне регуляризації сингулярних інтегралів. Перш за все розглянуто випадок, коли S - коло, а зондуюча хвиля u^i падає нормально до S . Тоді відмінну від нуля компоненту Φ_3 подано у вигляді розкладу за поліномами Якобі, вимагаючи ортогональності даної системи функцій та нев'язки рівняння. З використанням техніки контурного інтегрування доведено, що отримана при цьому нескінченна система алгебраїчних рівнянь відносно шуканих коефіцієнтів розкладів є квазірегулярною. Аналогічним методом досліджена ситуація, коли S - тунельна тріщина, де за координатні функції вибираються поліноми Чебишова другого роду. Завершується параграф розглядом методики побудови числових розв'язків системи, коли координатними функціями вважаються гауссові хвильові пучки.

У § 2.3 розв'язана обернена задача визначення ширини a плоскої тунельної тріщини. Розгляд обмежений випадком нормального падіння зондувочої хвилі u^i . Нормалізований стрибок зміщень $\Phi = \Phi_3 A_0^{-1}$ задовольняє інтегро-диференціальному рівнянню типу згортки, розв'язок якого на деякій віддалі від кінців тріщини при $k_L a \gg 1$ побудовано за допомогою методів задачі Рімана та послідовних дифракцій

$$\Phi(x_1) = -2 + 2D_R \left\{ e^{ik_R(a-x_1)} + R_r e^{2ik_R a} e^{ik_R(a+x_1)} \right\} / (1 - R_r e^{2ik_R a}) \quad (3)$$

де D_R і R_r - відповідно коефіцієнти дифракції і відбиття релеєвської хвилі [9], яка виникає при падінні плоскої хвилі одиначної амплітуди на півплощину. Перший член виразу (3) описує геометрооптичну складову $\Phi(x_1)$, а наступні впливають із розв'язку однорідного рівняння, тобто описують внесок в розсіяне поле, зумовлений поверхневими хвилями Релея. Оскільки збурення $\Phi(x_1)$ біля вістря тріщини не впливає на величину головних членів асимптотичного розкладу за параметром k_R повного поперечного перерізу розсіяння σ : $\sigma^T = 0$, $\sigma^L = (A_0 k_L)^{-1} \text{Im}(-1, f^L(\omega; 1, -1))$, то із отриманої для нього формули одержується розв'язок оберненої задачі: $a = \pi / (\Delta k_R)$, де Δk_R - віддаль між сусідніми екстремумами на кривій $\sigma^L = \sigma^L(k_R)$, яка вважається відомою з експерименту. Проведений числовий аналіз показав, що здобута формула для σ достатньо добре описує перерізи розсіяння вже при $k_r a > 1.5$, а значення довжини дефекту визначається при цьому практично точно (похибка не перевищує 1%).

Відомо, що незворотні процеси руйнування матеріалів супроводжуються характерними імпульсними випромінюваннями - акустичною емісією (АЕ), джерелами якої є новоутворені тріщини. Це складає важливу передумову для визначення напружено-деформованого стану (НДС) пружного середовища за сигналами АЕ, породженими новоутвореною стаціонарною тріщиною. У §2.4 запропоновані процедури знаходження розв'язків цієї задачі для випадку тунельної тріщини довжиною $2a$, що перебуває під впливом однорідних розтягуючих напружень $P(t)$ (наприклад, $-\sigma_0 H(t)$, де $H(t)$ - функція Хевісайда, σ_0 - стала, що є інтегральною характеристикою матеріалу на відрив; Андрейкив А.Е., Лисак Н.В., Сергиенко О.Н. Техн. диагн. и неразруш. контр. 1990, №3). Зазначимо, що оскільки має місце співвідношення еквівалентності, то для визначення НДС пружної матриці достатньо визначити стрибок зміщень берегів тріщини. Відносно цих

стрибків у спектральній області отримано операторне рівняння першого роду, яке має єдиний розв'язок в $L_2(-a, a)$ для довільного скінченного $\omega \neq 0$. Для знаходження числових розв'язків отриманого рівняння застосовується метод регуляризації А.М.Тихонова зі стабілізуючим функціоналом першого порядку та умова $\Phi(\pm a) = 0$, що забезпечує рівномірну збіжність (виключеннями є точки $\pm a$) числових розв'язків до точних при $\delta \rightarrow 0$, де δ - рівень похибок задання діаграми випромінювання (2) поздовжніх хвиль. З іншого боку, якщо амплітуди випромінювання відомі на дискретній множині напрямків v_{11}, \dots, v_{1n} , то тоді приходимо до вивченої вже у §1.3 системи інтегральних рівностей.

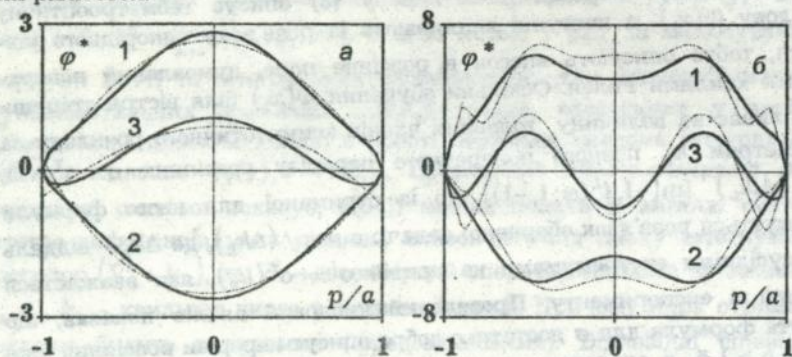


Рис. 1

Результати числового дослідження при коефіцієнті Пуассона $\nu = 1/3$ наведені на рис. 1 для безрозмірних значень $\varphi^*(p) = ix\Phi_3(p/a)A_0^{-1}$, де A_0 - амплітуда вектора зміщень, що зумовлює спектр прикладеного навантаження, $x = k_L a$. Криві 1-3 зображують істинні значення: 1 - $|\varphi^*(p)|$, 2 - $\text{Im } \varphi^*(p)$, 3 - $\text{Re } \varphi^*(p)$, а відповідні ім штрихові криві - результати реконструкції. На рис. 1а штрихові криві одержані за допомогою регуляризуючих операторів, знайдених у § 1.3, при $v_{1n} = \sin(n\pi/8)$, $n = 1, \dots, 4$; $\delta = 10^{-3}$; $x = 1$. Зазначимо, що при цих же значеннях параметрів v_{1n} , δ реконструйовані криві практично не відрізняються від справжніх в діапазоні хвильових розмірів $x < 1$. Результати реконструкції, що використовують метод А.М.Тихонова, наведені на рис. 1б для $x = 2$, $\delta = 10^{-3/2}$. Параметри регуляризації встановлювалися за принципом нев'язки. В обох випадках моделю-

вання даних розсіяння проводилося шляхом числового розв'язування відповідного інтегрального рівняння за методикою, поданою в § 2.1.

У § 2.5 розглянуто обернену задачу для плоскої тріщини, обмеженої замкненим гладким контуром. Шуканими величинами є розміри щілини та орієнтації її площини. Для розв'язку задачі використовуються наближені значення $\Phi(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} \in S$, одержані на основі обмежень щодо діапазонів частот падаючого поля, а також напрямків зондування і спостереження. Так низькочастотний діапазон коливань вводиться при визначенні орієнтації площини тріщини з врахуванням отриманого в роботі релеевського наближення диференціального перерізу розсіяння, здобутого в свою чергу на базі зображення $\Phi(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} \in S$ через розв'язки відповідної статичної задачі. З іншого боку, коли довжини зондуючих хвиль набагато менші характерних розмірів S , а кут зондування, що відраховується від осі, перпендикулярної до площини тріщини, малий, то для обчислення стрибків зміщень використано принцип локальності хвильових полів. Тоді головні члени короткохвильової асимптотики АР (1) в області $v \approx \pm 1$ подаються у вигляді перетворення Фур'є за змінною p та параметром $k_A |\eta^A|$ функції $v(p; \alpha)$, що є перетворенням Радона характеристичної функції області S , $\alpha = \eta^A / |\eta^A|$, $\xi = c_L / c_T$, $\eta^L = (l_1 - v_1, l_2 - v_2)$, $\eta^T = (\xi l_1 - v_1, \xi l_2 - v_2)$.

Відновлення характеристичної функції локальної області за її перетворенням Радона - добре відома задача обчислювальної томографії, розв'язки якої дістали широке застосування в багатьох галузях знань. Тому основна увага зосереджена на розв'язуванні отриманого інтегрального рівняння відносно функції $v(p; \alpha)$. Встановлено, що шукана функція має геометричний зміст довжин відрізків перетину S лініями $(\alpha, \mathbf{x}) = p$, $\mathbf{x} \in S$, $|p| < \infty$, а отже володіє компактним носієм, розташованим на відріжку $-a(\alpha) \leq p \leq b(\alpha)$, $-a(\alpha) = \min_{\mathbf{x} \in S} (\alpha, \mathbf{x})$, $b(\alpha) = \max_{\mathbf{x} \in S} (\alpha, \mathbf{x})$ та відповідним асимптотичним наближенням, наприклад, $v(p; \alpha) \approx 2^{3/2} K^{-1/2}(\alpha) \sqrt{b-p}$ при $p \rightarrow b$, де $K(\alpha)$ - кривина контуру ∂S поверхні S в точці дотику лінії $(\alpha, \mathbf{x}) = b(\alpha)$ до ∂S . Покладаючи $v \approx -1$, $\mathbf{l} = (0, 0, -1)$, $|\eta^L| \neq 0$ і враховуючи, що АР повдовжніх хвиль, яка домінує в розглядуваних напрямках, відома на дискретній множині частот, приходимо до вивченої в § 1.3 системи моментних рівнянь. Зокрема, вибором певним чином частот зондування,

нормальний псевдорозв'язок отриманої системи подається безпосередньо через значення її правої частини. Крім того, площа поверхні щілини Ω визначається за формулою $f^L(\omega; 1, \mp 1) \approx \pm 2iA_0 i k_L \Omega$, $f^T(\omega; 1, \mp 1) = 0$.

У випадку, коли вектор ν міститься у площині щілини, а ∂S - опукла

$$K^{-1}(\nu) \approx \frac{k_L}{32\pi(1-2\xi^2)} |f^L(\omega; 1, \nu)|^2, \quad x \gg 1, \quad f^T(\omega; 1, \nu) = 0, \quad l = (0, 0, -1) \quad (4)$$

Формула (4) не враховує вкладу периферійних хвиль і здобута методом крайових хвиль фізичної теорії дифракції. Вона визначає кривину опуклої кривої ∂S як функцію зовнішньої нормалі, що паралельна напрямку спостереження, а тому ∂S відновлюється єдиним чином за $|f^L|$. З іншого боку, критичне значення $p = p_c(\nu) < 0$, що визначає максимум функціоналу

$$g(p) = \frac{(2\pi)^{-1/2}}{8(1-2\xi^2)} \operatorname{Re} \int_{k_1}^{k_2} A_0^{-1} \sqrt{k_L} (f^L, \nu) \exp[-i(k_L p + \pi/4)] dk_L \quad (5)$$

подає інформацію про віддаль до опорної лінії, що дотикається до ∂S в точці з нормаллю ν . Тоді рівняння $(\nu_i, x) = -p_c(\nu_i)$, $i = 1, \dots, n$ визначають n -кутники, що описують ∂S . За результатами числового моделювання даних розсіяння у випадку кругової щілини встановлено, що запропоновані процедури володіють достатньою для практики ефективністю. Зокрема, формула (4) повністю відображає характер

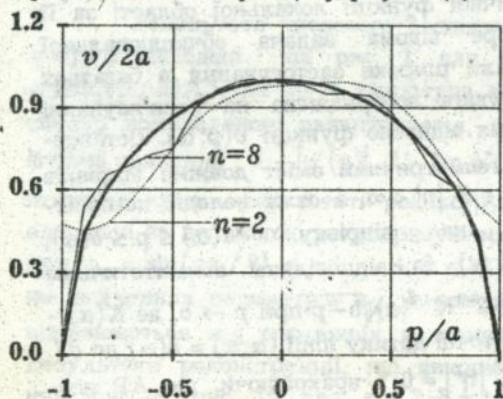


Рис. 2

обвідної диференціального перерізу розсіяння в залежності від хвильових розмірів у височастотному діапазоні, а співвідношення (5) визначає практично точні значення p_c . Для реконструкції функції $v(p; \alpha)$ у випадку дископодібної тріщини достатньо декількох частот зондування k_n , $n = 1, 2, \dots$, (Рис. 2).

У третій главі досліджені плоскі обернені задачі для випадку включень малої та великої жорсткості, що містяться в пружній матриці в умовах ідеального контакту. В §3.1 з використанням результатів §2.1 наведені інтегральні рівняння задачі розсіювання пружних хвиль плоскими включеннями малої жорсткості. Припускається, що відношення коефіцієнтів Ламе неоднорідності та середовища є величинами порядку $O(\epsilon)$, де ϵ -безрозмірна товщина неоднорідності. Коли довжини хвиль деформацій значно перевищують товщину включення h , тоді включення моделюється стрибком вектора зміщень, компоненти якого пропорційні відповідним компонентам вектора напруження на серединній поверхні S розсіювача: $\sigma_{33} = (\lambda_0 + 2\mu_0)h^{-1} \Phi_3(\mathbf{x})$, $\sigma_{\beta 3} = \mu_0 h^{-1} \Phi_\beta(\mathbf{x})$, $\beta = 1, 2$, $\mathbf{x} \in S$, де λ_0, μ_0 - його параметри Ламе.

В наступному § 3.2 у аналогічній постановці розглянуто більш складніший випадок, коли відповідні відношення коефіцієнтів Ламе є величинами порядку $O(\epsilon^{-\kappa})$, $\kappa > 0$. За відомими результатами (Cailliere D. Math. Meth. Appl. Sci., 1980.V.2.N3) та методом зрощування асимптотичних розкладів встановлено, що включення моделюється з точністю до асимптотично другорядних величин при $0 < \kappa \leq 3$, $k_L h \ll 1$ стрибком вектора напруження $\Psi(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} \in S$, для якого

$$\Psi_\beta(\mathbf{x}) = -E_1 h (\Delta^* + k_1^2) u_\beta, \mathbf{x} \in S, \sigma_{\alpha\beta}^* n_\beta = 0, \mathbf{x} \in \partial S \quad (6)$$

$$\Psi_3(\mathbf{x}) = g(\nabla^4 + k_2^2) u_3, \mathbf{x} \in S, \frac{\partial}{\partial n} \nabla^2 u_3 + \frac{\partial}{\partial n} M_1 u_3 = 0, M_n u_3 = 0, \mathbf{x} \in \partial S$$

де E_1 - модуль Юнга для тонкої пластини, k_1, k_2 - відповідно хвильові числа поздовжньої та згинної хвилі в пластині, g - циліндрична жорсткість, ∂S - контур поверхні S із зовнішньою нормаллю \mathbf{n} , знак * вказує на узагальнений напружений стан, а граничні умови задач (6) - це умови вільного (незакріпленого) контуру пластини [19]. При $\kappa > 3$ прийнятна модель абсолютно жорсткого включення, якщо не враховувати власні частоти розсіювача, скупчені в околі нуля.

За методами, розробленими в §2.1, одержані інтегро-диференціальні рівняння відносно стрибків напружень розглядуваної задачі розсіювання. Встановлені умови розв'язувальності отриманих рівнянь, які є наслідком властивостей еліптичності граничних задач (6) та додатньої визначеності їх операторів. Детально проаналізований випадок стрічкового включення. Алгебраїзація приведених рівнянь здійснюється за допомогою обчислювальних схем методу механічних квадратур.

У § 3.3 розв'язана задача визначення ширини $2a$ абсолютно жорсткого включення за відомим у високочастотній області перерізом розсіяння поздовжніх хвиль σ^L . Розв'язки інтегральних рівнянь, які відповідають розглядуваній ситуації та записані в § 3.2, будуються за допомогою методу складених асимптотичних розкладів на основі розв'язків відповідних інтегральних рівнянь Вінера-Хопфа. Зазначимо, що ця процедура добре відома в контактних задачах теорії пружності при розв'язуванні інтегральних рівнянь типу згортки, що володіють логарифмічною особливістю в ядрах (Ворович І.І., Александров В.М., Бабешко В.А. Некласические смешанные задачи теории упругости. М.: Наука, 1974). Наближений розв'язок поставленої задачі має вигляд:

$$a \approx \frac{\sigma^L(\theta_0)}{4 \cos \theta_0}, \theta_0 < \pi/2; a^{1/2} \approx \frac{\sigma^L(\pi/2)}{4} \sqrt{\frac{\pi k_L}{2}}, l = (-\cos \theta_0, \sin \theta_0) \quad (7)$$

Одержані також наступні високочастотні асимптотики для коефіцієнтів при особливостях стрибків напружень:

$$K_{\beta}^{\pm} = \gamma \sqrt{\frac{\pi}{2}} \lim_{x_1 \rightarrow \pm a} \sqrt{a \mp x_1} \Psi_{\beta}(x_1) \approx 2\sqrt{2k_L} A_0 \mu \xi^{-2} \gamma l_{\beta} \frac{\gamma_{\beta}^{-}(\mp l_2) e^{-\pi/4}}{(1 + \xi^{-2}) R_{-}(\mp l_1)}$$

$$R_{-}(u) = \exp[-\chi_{-}(u)], \chi_{-}(u) = \frac{1}{\pi} \int_1^{\xi^{-1}} \arctg \frac{\sigma^2}{\sqrt{(\sigma^2 - 1)(\xi^{-2} - \sigma^2)}} \frac{d\sigma}{\sigma - u}$$

$$\gamma_1^{-}(\alpha) = \sqrt{1 - \alpha}, \gamma_2^{-}(\alpha) = \sqrt{\xi^{-1} - \alpha}, \gamma = (3 - 4\nu)(1 - 2\nu)^{-1}, \beta = 1, 2$$

Проведене числове моделювання значень $\sigma^L(\theta_0)$ в залежності від частоти та кута θ_0 показало, що отримані наближені формули справедливі вже при $k_r a \geq 2$, а довжина дефекту визначається практично точно.

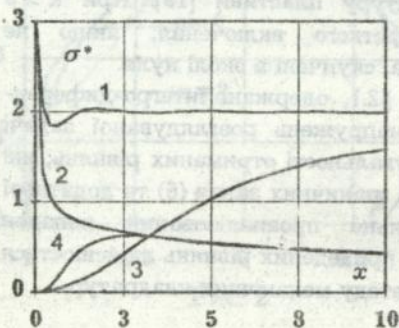


Рис.3

Дослідження оберненої задачі для включень великої жорсткості викладені в § 3.4. Отримані результати базуються на замкнених асимптотичних поданнях АР (2) в короткохвильовій області, які здобуті на основі відповідних асимптотичних розв'язків інтегро-диференціальних рівнянь методиками, запропонованими у § 2.3.

Для визначення розмірів розсіювача використані моно - та

бістатичні значення АР в напрямках $\theta_0 = 0, \pi/2$ при $x \gg 1$. Встановлено, що ефекти, пов'язані із симетричними та антисиметричними коливаннями включення при $\theta_0 = \pi/2, x \gg 1$ асимптотично малі, і ширину неоднорідності можна визначати за відповідною формулою (7), наведеною для абсолютно жорсткого включення. Коли $\theta_0 = 0$, тоді справедливе асимптотичне подання $\sigma^L(0) \approx 4aZ^2 / (1 + Z^2)$, $Z = k_L h \rho_0 / 2\rho, x \gg 1$. Чисельні дослідження залежностей $\sigma^L(0)$ та $\sigma^L(\pi/2)$ від частоти для низки матеріалів показали ефективність здобутих формул при $x > 2$.

На рис. 3 подані залежності величини $\sigma^* = \sigma^L(\theta_0) / 2a$ від хвильового розміру x . Криві 1 і 2 відповідають абсолютно жорсткому, а криві 3 і 4 - сталюму ($h = 9\%a$) включенню у вініпласті, відповідно при $\theta_0 = 0$ і $\theta_0 = \pi/2$.

Проведено теоретичне обґрунтування недзеркального відбиття пружних хвиль, яке має місце при кратній кількості вкладених по довжині включення поздовжніх або згинних хвиль і при відповідному співпадінні хвильового числа останніх із слідом хвильового числа зондувальної хвилі. Це дозволило отримати прості формули для визначення швидкостей симетричних та антисиметричних хвиль Лемба в

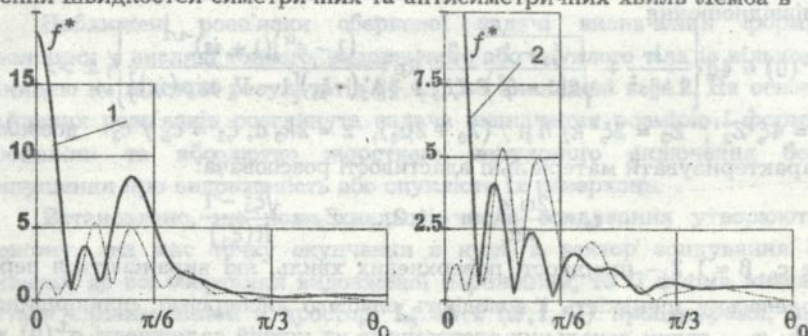


Рис. 4

тонкій пластині $c_L \approx c_1 \sin \theta_1^*$, $c_L \approx c_2 \sin \theta_2^*$, $c_2 \ll c_1$, які містять інформацію про фізико-механічні параметри неоднорідності. Тут θ_1^*, θ_2^* - кути, при яких спостерігається максимум полярної характеристики розсіяння $f(\theta_0) = A_0^{-1} |f^L(\omega, 1, -1) - f_v^L(\omega, 1, -1)|$, де f_v^L - геометрична складова АР. Незважаючи на те, що приведені формули наближені (відповідні швидкості для включення володіють слабкою дисперсією та

увною частиною, яка зумовлена впливом зовнішнього середовища), розрахунки для різних хвильових розмірів та механічних параметрів показали, що кути θ_1^* , θ_2^* практично точно співпадають з обчисленими теоретично. Так, на рис. 4 наведені результати числового дослідження $f^* = |f^L(\omega; 1, -1)| / 2aA_0$ від кута зондування θ_0 для сталюого включення у вініпласті (крива 1) та плексигласі (крива 2) при $x = 10$, $h = 9\%a$. Суцільні криві показують зміну f^* для $A = L$, а пунктирні - для $A = T$. Ефект недзеркального відбиття, зумовлений згинними хвилями добре виражений в області кута $\theta_2^* \approx 23^\circ$ ($c_L / c_s = 0,383$; крива 1). Аналогічний ефект, спричинений поздовжніми хвилями, не є таким яскравим; він зосереджений в районі кута $\theta_1^* \approx 36^\circ$ ($c_L / c_1 = 0,523$; крива 2).

У § 3.5 в аналогічній постановці із застосуванням тих самих методів, що й вище, розглянута обернена задача для м'яких включень. Отримано, що поведінка $\sigma^L(\pi/2)$ від частоти та розміру a в межах вибраних діапазонів частот зондування описується тією ж формулою (7), що й у випадку жорстких включень, тобто основний внесок в $\sigma^L(\pi/2)$ вносять крайові хвилі. Побудовані асимптотичні залежності перерізів розсіяння від частоти та напрямків зондування. Зокрема, співвідношення

$$\sigma^L(0) \approx 4a \left\{ \frac{1}{1+s^2} + \sqrt{\frac{\xi_3 - 1}{2(1-\xi_3^2)}} \frac{2}{z\xi_3} \operatorname{Re} \frac{(1-e^z)(1+is)^{-1/2}}{\Delta_3^+(-\xi_3)[1-V_3 \exp(iz)]} \right\}, \quad x \gg 1$$

$s = 4\xi_3^4 Z_3^{-1}$, $Z_3 = 2\xi_3^2 k_L h \mu / (\lambda_0 + 2\mu_0)$, $z = 2k_3 a$, $\xi_3 = c_L / c_3$ дозволяє характеризувати матеріальні властивості розсіювача:

$$c_3 \approx \frac{2\omega_e a}{n\pi}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad Z_3 \approx \frac{\sqrt{\xi_3^2 - 1}}{R(\xi_3)}$$

де c_β , $\beta = 1, 3$ - швидкості поверхневих хвиль, які виражаються через релеєвську швидкість і володіють слабкою дисперсією, пропорційною $k_L h$; ω_e - точки локальних екстремумів на кривій залежності $\sigma^L(0)$ від ω , R -функція Релея; вирази для коефіцієнтів c_β , Δ_3^+ , V_3 наведені в [1].

Одержано також узагальнення відомої формули (Achenbach J.D., Gautesen A.K. Trans. ASME J. Appl. Mech. 1978. V. 305. N 1), що відображає асимптотичну поведінку КІН для щілини нормального відриву на випадки $|l_1| \leq 1$, $s \neq 0$.

У четвертому розділі вивчаються обернені граничні задачі для об'ємних замкнених розсіювачів в пружному середовищі.

У § 4.1 на основі інтегральних рівнянь запропоновані методики побудови довгохвильових ітераційних розв'язків прямих задач розсіяння пружних хвиль порожниною, абсолютно жорстким включенням та пружним включенням, що знаходиться в матриці в умовах ідеального контакту. Сформульовано низку теорем, що дозволяють зображувати шукані розв'язки рядами Неймана в просторі квадратично інтегрованих функцій. Методики базуються на апіорних оцінках, що пов'язують хвильові числа зондуючих хвиль з характерними властивостями розсіювача. Наведені короткохвильові асимптотики АР в локаційному та оберненому напрямках для порожнини та абсолютно жорсткого включення з використанням припущення, що їх поверхні S задовільняють умови: 1) $\exists \gamma > 0: (x, n_x) \geq \gamma, x \in S$; 2) геометрично відбитий промінь від довільної точки на S не перевідбивається згодом від інших точок цієї поверхні. Проведене порівняння довго- та короткохвильових характеристик розсіяння, отриманих на основі здобутих асимптотичних формул для АР, з відповідними експериментальними та числовими даними, відомими в літературі, підтвердило ефективність отриманих співвідношень для АР.

Наближені розв'язки оберненої задачі визначення форми порожнини у вигляді тонкого, видовженого або опуклого тіла із вільною границею на підставі результатів §§ 4.1, 1.3 викладені в §4.2. На основі знайдених розв'язків розглянута задача визначення розмірів і форми порожнини та абсолютно жорсткого нерухомого включення без припущення про видовженість або опуклість їх поверхонь.

Встановлено, що коли хвильові числа зондування утворюють множину, яка має точку скупчення в нулі, а вектор зондування l близький до осі обертання видовженої порожнини, то її форма визначається єдиним чином в просторі L_2 за $f^L(\omega; 1, -1)$ процедурами, що приведені у § 1.3.

З іншого боку, коли АР поздовжніх хвиль задана в напрямку $v = -1, 1 \in S_0$, де S_0 - поверхня одиничної сфери, то форма поверхні S гладкої опуклої порожнини з точністю до її розташування в просторі визначається у короткохвильовому діапазоні єдиним чином. Алгоритм реконструкції S , аналогічний до (5), ґрунтується на встановленні максимального значення $\rho_0 = \rho_0(1)$ функціоналу

$$g(\rho) = -\frac{1}{2\pi} \int_{k_1}^{k_2} A_0^{-1} \exp(-ik_L \rho) F(\omega) dk_L, \quad F(\omega) = (1, f^L(\omega; 1, -1)), \quad \rho = c_L t \quad (8)$$

Це значення визначає рівняння дотичної площини $(\mathbf{x}, \mathbf{l}) = \rho / 2$ в точці, в якій вектор зовнішньої нормалі \mathbf{n} антипаралельний до вектора \mathbf{l} . Суттєво, що збільшення інформації про розміри розсіювача (побудова нових сторін многогранника, що описує S) досягається шляхом його зондування під різними ракурсами. З фізичної точки зору алгоритм (8) визначає фазу розсіяної хвилі, а також дає інформацію про гауссову кривину K поверхні S : $g(\rho_0) \approx K^{-1/2}(\mathbf{y}^0)(k_2 - k_1)$, де \mathbf{y}^0 - прообраз \mathbf{n} при гауссовому відображенні S на S_0 .

Якщо хвильові числа зондування належать множині $(0, \omega_0) \cup (\omega_1, \infty)$, де ω_0 та ω_1 задовольняють апріорним оцінкам $\frac{\omega_0^2}{4\pi} (2\xi^{-4} + 1) \int_S dS \ll 1$, $\omega_1 a \gg 1$ (a - характерний розмір S), а дані розсіяння визначаються дискретними значеннями функціоналу $B(\omega)$: $B(\omega) = F(\omega) / 2A_0 k_L^2$, $k_L \in (0, \omega_0)$, $B(\omega) = (F + F_1^*) / 4A_0 k_L^2$, $k_L \in (\omega_1, \infty)$, $F_1 = (1, f^L(\omega; -1, 1))$, де $*$ означає комплексне спряження, то задача реконструкції S зводиться до вивченої в § 1.3 системи моментних рівнянь. До розв'язування цієї ж системи зводиться й обернена задача для абсолютно жорсткого включення, оскільки у високочастотній області відповідні АР відрізняються лише фазою рівною π , а у релєєвській області необхідно покласти $B(\omega) = -[F(\omega) - F(0)] / 4A_0 k_L^2$. Зазначимо, що функціонал $B(\omega)$, $k_L \in (\omega_1, \infty)$ узагальнює відому тотожність Боярського-Люїса на випадок розсіяння пружних хвиль недеформівними компактними перешкодами.

У § 4.3 розглянуто обернену задачу для недеформівного об'єкта, коли зондування його можливе лише в обмеженій просторовій області, а АР відома в області малих довжин хвиль при $\nu \approx -1$. Розгляд базується на здобутому асимптотичному поданні

$$f^L(\omega; 1, \nu) \approx \varepsilon 2\pi A_0 \nu \sum_k \beta_k |K_k|^{-1/2} e^{ik_L(\eta^L, \mathbf{y}^L)}, \quad \eta^L = 1 - \nu, \quad f^T(\omega; 1, \nu) \approx O(k_1^{-1}) \quad (9)$$

де $\varepsilon = 1$ для порожнини, $\varepsilon = -1$ для абсолютно жорсткого нерухомого включення. Підсумовування в формулі (9) проводиться за всіма невідродженими критичними точками $\mathbf{y}^k \in S$, для яких $\mathbf{n}_{\mathbf{y}^k} = -\eta^L / |\eta^L|$. При цьому $\beta_k = 1$ для опуклої і $\beta_k = -1$ для ввігнутої частин S , а також

$\beta_k = -i$, якщо y^k належить до частини S сідлового типу. Оскільки критичні точки y^k не вироджені, то S розділяється на частини S_k , кожна з яких належить до певного типу. З метою конструктивного визначення останніх (при фіксованому ϵ) та для побудови опорних площин до S застосовується алгоритм (8), який, розділяючи фази в (9), також оцінює гауссові кривини K_k у відповідних точках.

У випадку вироджених критичних точок $y^k \in S$
 $f_k^L(\omega; 1, \nu) \approx \epsilon A_0 \nu k^\zeta \exp[ik_L(\eta^L, y^k)] B_k$, $\zeta = (n-1)/2(n+1)$, $n = 2, 3, \dots$
 для точок корангу 1 і $f_k^L(\omega; 1, \nu) \approx \epsilon A_0 \nu k^{1/3} \exp[ik_L(\eta^L, y^k)] D_k$ для омбілічних точок поверхні, де вирази для коефіцієнтів B_k, D_k , які не залежать від частоти, наведені в [5]. З отриманих формул випливає, що вироджені критичні точки "світять яскравіше", ніж не вироджені. Крім того, функція $g(\rho)$ при $\rho = \rho_0$ має як дійсну, так і уявну частини, що утруднює її тлумачення за процедурою (8) при суперпозиції вкладів декількох критичних точок, що знаходяться на одній опорній площині. Однак єдиність реконструкції форми недеформованої перешкоди гарантується відповідними теоремами § 1.4, за якими для досягнення єдиності вимагається змінювати ракурс зондування (вектор η^L).

Розв'язуванню задачі дистанційного визначення форми пружного включення, що знаходиться в середовищі в умовах ідеального контакту, при певних обмеженнях на рівноважні параметри розсіювача та на його геометрію, присвячений § 4.4.

Розгляд починається із одного часткового випадку, коли розсіювач та матриця відрізняються лише своїми густинами. Встановлено точне співвідношення, що пов'язує похідну АР (1) в "нефізичній" точці $k_T = k_1$ (k_1 - хвильове число поперечної хвилі у включенні), тобто в тій точці, коли немає явища дифракції, з перетворенням Фур'є характеристичної функції області, зайнятою перешкодою. Дане співвідношення, як і результати § 1.3, використане при розв'язуванні оберненої задачі. При цьому записані стійкі у рівномірній метриці процедури, що реалізують аналітичне продовження та обчислення похідної від АР.

З використанням результатів § 4.1 розглянута обернена задача для видовженого включення. Встановлено, що і в цьому випадку мають місце твердження, аналогічні до наведених в § 4.2 для порожнини видовженої форми.

Приведені в попередніх параграфах наближені методи розв'язування оберненої задачі для тривимірних розсіювачів отримані за певних обмежень на геометрію останніх та діапазони частот зондування. В загальному випадку, коли ці обмеження відсутні, розв'язування задачі повинно спиратися на використання комп'ютерних систем, алгоритмічне забезпечення яких складають числові методи. З цією метою в § 4.5, на базі інтегральних рівнянь та методі ітеративної регуляризації Ньютона-Канторовича, побудовані відповідні числово-аналітичні алгоритми. Використовуються моностатичні дані розсіяння $f^0(\omega; 1) = (1, f^L(\omega; 1, -1))$, $1 \in S_0$ та вважається, що розсіювач - зіркове відносно своєї внутрішньої точки тіло, і рівняння його поверхні параметризується у формі $y = \rho(\hat{y})\hat{y}$, $\hat{y} \in S_0$.

Шукана функція $\rho(\hat{y})$ подається як границя рекурентної послідовності

$$\rho^{(n+1)} = \rho^{(n)} + (D_f D_f + \gamma_n E)^{-1} [D_f f(\rho^{(n)}; 1) - \gamma_n \rho^{(n)}], \gamma_n \rightarrow 0, n \rightarrow \infty, n = 0, 1, \dots \quad (10)$$

де D_f - оператор похідної Фреше відповідної прямої задачі, D_f^* - спряжений до D_f в сенсі скалярного добутку в $L_2(S_0)$ оператор; E - одиничний оператор; функціонал f визначається оператором прямої задачі та даними розсіяння f^0 . Процедура (10) доповнюється правилом зупинки $n = n(\delta)$, де δ - рівень похибок вимірювання f^0 .

Наближення (10) існують та єдині відносно вибраних $\gamma_n \neq 0$. Встановлено, що коли $0 < a \leq \rho(\hat{y}) \leq b < \infty$, то за певних значень γ_n послідовність $\{\rho^{(n)}\}$ буде належати компактній множині, з якої можна виділити слабо збіжну підпослідовність. При цьому за нульове наближення можна взяти радіус сфери з об'ємом, що дорівнює об'єму розсіювача, який оцінюється відповідними коефіцієнтами розкладів релєєвської границі AP, поданими в § 4.1.

Проведена алгебраїзація процедури (10) для різних типів розсіювачів показала, що обчислення відповідних ядер інтегрального оператора D_f вимагає значного часу та об'єму пам'яті ЕОМ. З використанням для апроксимації ядер оператора D_f відповідних наближень Борна розв'язків прямих граничних (контактних) задач розсіяння, здобутих в § 4.1, на рис. 5 подані результати реконструкції поверхонь обертання при $k_L = 0,5 \text{ м}^{-1}$, $\gamma_n = 1 / (1 + 0,5n)$ (м - одиниця

довжини) для напрямків зондування $\mathbf{l} = (\sin \theta_i, 0, \cos \theta_i)$,
 $\theta_i = \arccos[2i / (N_i + 1) - 1]$, $i = 0, 1, \dots, N_i + 1$.

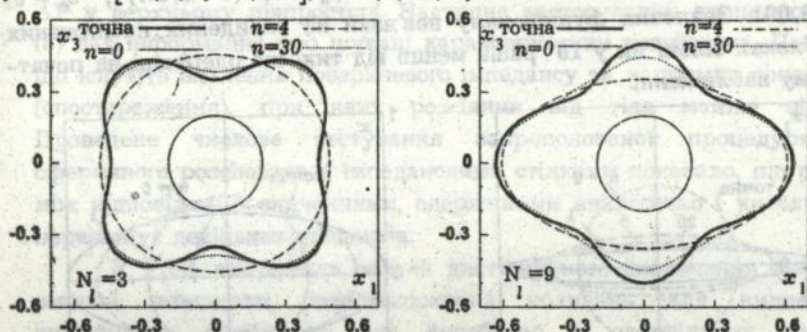


Рис. 5

П'ята глава містить розв'язки скалярних обернених задач розсіяння пружними об'єктами.

У § 5.1 на основі теорії граничних інтегральних рівнянь і методу стаціонарної фази проведене обґрунтування наближень Борна та Кірхгофа для випадку недеформованих замкнених розсіювачів, що знаходяться в акустичному середовищі. Побудовані відповідні довго- та короткохвильові асимптотики АР. Встановлені оцінки справедливості здобутих формул. Отримані співвідношення використані у § 5.2 для дослідження обернених задач. При цьому мають місце результати, подібні до приведених у §§ 4.2, 4.3, оскільки при реконструкції форми недеформованої перешкоди домінують функціональні властивості її поверхні, а не рівняння руху зовнішнього середовища. Продемонстровано основні особливості запропонованих наближених схем реконструкції на прикладах обернених задач для сферичних та сфероїдальних розсіювачів.

Детально проаналізована задача визначення форми видовженого акустично жорсткого тіла обертання за АР акустичних хвиль $f(k; \mathbf{l}, \nu)$, відомою на дискретному спектрі хвильових чисел k при $\nu = -1$, $\mathbf{l} = (\sin \theta_0, 0, -\cos \theta_0)$, $\theta_0 = \arccos(x_3 / r) \approx \pi / 2$. Задачу зведено до мінімізації сильно нелінійного функціоналу нев'язки при обмеженні, за яким функція, що описує шукану поверхню, належить до компактної множини в L_2 . Глобальний мінімум цього функціоналу визначають ітеративні наближення, обчислені на основі методу Ньютона-Канторовича типу (10).

На рис. 6 показані результати реконструкції поверхонь сфероїдів при $k_1 = 1 \text{ м}^{-1}$, $k_n = 2n \text{ м}^{-1}$, $n = 2, 3, 4$; $\gamma_n = 10^{-4}(1 + 0,5n)^{-1}$, $\theta_0 = 0$, $\delta = 0,001$. Значення функціоналу нев'язки на знайдених наближених розв'язках більш як у 10^4 разів менші від тих, що одержані на початковому наближенні.

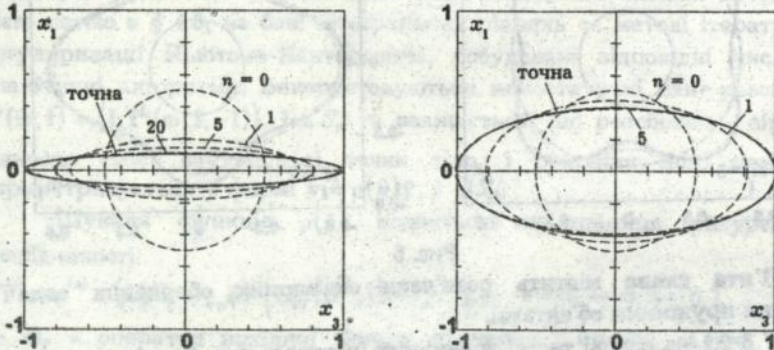


Рис. 6

З метою отримання інформації про нульове наближення до запропонованої ітеративної процедури, побудована короткохвильова асимптотика для АР при $\theta_0 = \pi / 2$, з якої отримані співвідношення, що дозволяють оцінити діаметр розсіювача та його максимальний поперечний розмір. Особливо простими одержуються формули для випадку видовженого сфероїда: $k_s d \approx 1$, $|f(k; 1, -1)| \rightarrow 2\pi a A_0$, $ka \gg 1$. Тут a і d - відповідно менша та більша півосі тіла, A_0 - амплітуда зондуючої хвилі, k_s - хвильове число, при якому спостерігається перший максимум на кривій залежності диференціального перерізу розсіяння від частоти, пов'язаний з розповсюдженням поверхневих хвиль типу Франца. Проведено обґрунтування наведених формул за допомогою використання відповідних числових результатів, одержаних за методом Т - матриць.

Наступний § 5.3 містить алгоритми дистанційного визначення розмірів та поверхневого імпедансу опуклого локального розсіювача, що знаходиться поза межею розділу двох акустичних півпросторів. Припускається, що місце положення об'єкту апіорі відоме. Крім того, приймач розсіяних хвиль та перешкода знаходяться на великих віддальх (у порівнянні із довжиною високочастотної плоскої зондуючої хвилі) від плоскої поверхні розділу середовищ, що виключає з

розгляду бічні хвилі. На основі інтегрального рівняння, методу перевалу та стаціонарної фази встановлено асимптотичний вираз для АР у верхньому півпросторі. Наступне застосування процедури типу (8) дає інформацію про шукані характеристики розсіювача. Показано, що існують значення поверхневого імпедансу та напрямки зондування (спостереження), при яких розсіяння від тіла майже відсутнє. Проведене числове тестування запропонованої процедури для сферичного розсіювача з імпедансними стінками показало, що різниця між відповідними значеннями, одержаними аналітично і чисельно, не перевищує декількох процентів.

У § 5.4 вивчається задача дистанційного визначення форми та змінної швидкості розповсюдження коливань для видовженого акустичного розсіювача, що перебуває в однорідному просторі. Знайдені умови обмежень на діапазони частот зондування, розміри розсіювача, хвильові характеристики середовища і об'єкту у ньому, за яких розв'язок відповідного інтегрального рівняння можна знаходити за допомогою ряду нейманівського типу. На цій основі записаний головний член асимптотики для АР за малим параметром, що характеризує відносну видовженість розсіювача. Встановлена відповідна теорема єдиності та приведений конструктивний, стійкий в квадратичній метриці, розв'язок задачі. Запропоновану методику ілюструє числовий приклад.

Останній параграф присвячений розв'язуванню оберненої задачі визначення розмірів порожніх опуклих оболонок за характеристиками високочастотного розсіяння у хвильовій зоні.

Розсіяне поле поблизу поверхні оболонки подається у вигляді двох доданків, перший з яких відповідає потенційному (фоновому) розсіянню, а другий - резонансному розсіянню. Потенційна частина поля зумовлена дзеркально відбитими та перевідбитими в товщі оболонки хвилями, а також перевипроміненнями дифракційних хвиль типу Франца. Резонансна частина відповідає власним коливанням оболонки і розповсюдженню по її поверхні пружних хвиль. На основі встановлених в роботі відповідних співвідношень одержані аналітичні вирази для визначення опорних площин до поверхні оболонки та відповідних гауссових кривин. Для знаходження товщини оболонки використано формулу Брейта - Вігнера, застосовану до потенційної частини амплітуди розсіяння в околі її товщинних резонансів.

Проведено обчислювальний експеримент, що ілюструє запропоновані методики на прикладі оберненої задачі визначення розмірів сферичної сталїної оболонки, оточеної водою.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

1. Для задач дифракції пружних хвиль тонкостінними плоскими пружними включеннями запропоновано спосіб побудови систем інтегро-диференціальних рівнянь відносно функцій, що мають реальний фізичний зміст. Розв'язки наведених рівнянь апроксимують за параметром хвильової товщини точні значення розсіяного поля в дальній зоні, а також визначають головні члени зовнішнього асимптотичного розкладу повного поля біля контуру неоднорідності.

2. Розроблено нові і застосовано відомі числово-аналітичні методи побудови розв'язків записаних систем інтегро-диференціальних рівнянь з використанням Фур'є-символів матриць-ядер цих рівнянь, що позбавляє від необхідності оперувати з сильною особливістю ядер.

3. Наведено розв'язок оберненої задачі розсіяння плоскої пружної хвилі плоскою тріщиною, що знаходиться в пружному ізотропному просторі, на основі довго- та короткохвильових наближень розв'язків прямої задачі. Встановлено, що орієнтація площини тріщини співпадає з площиною, в якій релєвська границя диференціального перерізу розсіяння в оберненому (локаційному) напрямку є стала величина. Вибираючи напрямок зондуючої хвилі ортогональним до площини щілини і розташовуючи приймач поблизу випромінювача, розміри щілини (площа її поверхні, довжини відрізків перетину паралельними лініями її області) визначаються безпосередньо за значеннями амплітуд розсіяння на дискретному спектрі частот. Контур щілини визначається за допомогою розв'язку задачі обчислювальної томографії. При умові, що вектор спостереження знаходиться в площині тріщини, а вектор падіння зондуючої хвилі ортогональний до цієї площини, записані стійкі в рівномірній метриці процедури визначення локальної кривини опуклого контура щілини та віддалі до дотичної лінії для розглядуваної точки контура.

4. Розроблено числово-аналітичний алгоритм визначення напружено-деформованого стану пружного середовища за сигналами акустичної емісії, що зумовлені утвореною тунельною тріщиною нормального відриву. Числові розрахунки показали, що для визначення спектрального стрибка нормальних зміщень берегів тріщини в діапазоні

частот, де спостерігається максимум відповідного КІН, достатньо чотирьох замірів діаграми напрямленості поздовжніх хвиль.

5. Виконано аналіз резонансної структури розсіяння поздовжніх і поперечних хвиль тонкостінними стрічковими пружними включеннями малої жорсткості. Показано, що резонансний характер цих хвиль у високочастотному діапазоні зумовлений розповсюдженням поверхневих хвиль, швидкості яких мають слабку дисперсію і близькі до релеєвської швидкості. Наведено відповідні асимптотичні формули для амплітуд розсіяння і узагальнених КІН, якими апроксимуються точні розв'язки в діапазоні довжин хвиль деформацій, що значно перевищують товщину включення. На основі отриманих результатів встановлено розв'язок оберненої задачі. дистанційного визначення розмірів і механічних параметрів розглядуваних неоднорідностей.

6. Розв'язана двовимірна обернена задача для плоского тонкостінного нерухомого абсолютно жорсткого включення. Досліджено високочастотний процес дифракції пружної поздовжньої плоскої хвилі, що включає побудову асимптотичних формул для повних перерізів розсіяння і КІН. Отримані числові оцінки справедливості здобутих формул.

7. Виявлено ефект недзеркального відбиття пружних хвиль тонкостінним пружним включенням великої жорсткості. Проведено числові експерименти для оцінок внесків поверхневих хвиль згинного та поздовжнього типу в структуру амплітуд розсіяння поздовжніх і поперечних хвиль. На основі приведених співвідношень розв'язана обернена задача, що включає в себе знаходження розмірів та фізико-механічних параметрів перешкоди. В результаті проведеного числового аналізу встановлено повну узгодженість між точно та асимптотично знайденими умовами просторово-частотного резонансу, при яких має місце максимум недзеркального відбиття.

8. Записані інтегральні рівняння першої, другої і контактної основних задач теорії пружності усталених коливань, що дозволяють подавати їх розв'язки у вигляді рядів нейманівського типу в області малих хвильових параметрів. Отримано апріорні оцінки застосованості таких розкладів, що дозволяють забезпечити найкращу ефективність наближених алгоритмів при подальшому розв'язуванні обернених задач.

9. На основі результатів попереднього пункту і властивостей локальності хвильових полів в діапазоні малих довжин хвиль запропоновано метод дистанційного визначення розмірів і форми

замкнених нерухомих перешкод за допомогою полів пружних хвиль. Числовим експериментом встановлено, що для визначення форми розсіювача у вигляді гладкого тіла обертання достатньо провести його озвучування у двох напрямках, що співпадають з його віссю симетрії, і при цьому використати довго- та короткохвильові діапазони частот хвиль зондування. Для визначення форми довільного розсіювача, обмеженого гладкою поверхнею, необхідно проводити його зондування під різними ракурсами, причому інформація про його розміри знаходиться у фазах розсіяних хвиль.

10. Розвинуто та апробовано числовий метод розв'язування обернених граничних задач для зіркових перешкод в пружному середовищі, який ґрунтується на використанні процедури ітеративної регуляризації Ньютона-Канторовича і борнівського наближення для апроксимації похідної Фреше оператора прямої граничної (контактної) задачі теорії пружності усталених коливань. Оцінено економічність запропонованого методу з обчислювальної точки зору. Показано, що диференціювання за Фреше оператора прямої задачі чисельним способом, за різницевиими формулами, призводить до значної обчислювальної роботи, важко реалізованої на сучасних ПЕОМ, в той час як запропонованому алгоритму такі недоліки не притаманні.

11. Проведено обґрунтування наближень Борна і Кірхгофа у випадку розсіяння ідеальними (недеформівними) розсіювачами і встановлені межі справедливості таких наближень. Записані довго- та короткохвильові асимптотики амплітуди розсіяння, які використані для конструювання наближених стійких методик визначення форми розглядуваних перешкод. Зокрема, для моностатичного розсіяння в ортогональному напрямку до осі обертання видовженого акустично жорсткого тіла, побудовані високочастотні асимптотичні розклади амплітуди розсіяння, що враховують внески геометричних і периферійних (типу Франца) хвиль, які використані для побудови початкового наближення до процедури ітеративної регуляризації Ньютона-Канторовича визначення його форми.

12. Отримані ефективні наближені алгоритми, що використовують високочастотний спектр зондуючого поля, дистанційного визначення властивостей компактного об'єкту з імпедансними стінками в двошаровій акустичній рідині, а також розмірів тонкостінної опуклої оболонки в однорідному акустичному середовищі.

**РОБОТИ, В ЯКИХ ОПУБЛКОВАНІ ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ
ДИСЕРТАЦІЇ**

1. Емец В.Ф. Плоская обратная задача рассеяния упругих волн тонкостенным включением малой жесткости // Известия РАН. Мех. твердого тела. 1995, N5. С. 86 - 93.
2. Емец В.Ф. Плоская обратная задача рассеяния упругих волн тонкостенным включением большой жесткости // Акуст. журн. 1995. Т. 41, N3. С. 432 - 438.
3. Емец В.Ф. Інтегральні рівняння задачі розсіяння пружних хвиль плоским тонкостінним включенням малої жорсткості // Доп. НАН України. 1995, N 4. С. 35 - 37.
4. Емец В.Ф. Плоская обратная задача рассеяния упругих волн плоским тонкостенным абсолютно жестким включением // Техн. диагн. и неразруш. контр. 1994, N2. С. 12 - 20.
5. Емец В.Ф. Обратная задача рассеяния акустических волн недеформируемым замкнутым препятствием // Акуст. журн. 1991. Т. 37, N3. С. 469 - 476.
6. Емец В.Ф. Обратная задача рассеяния упругих волн плоской туннельной трещиной // Техн. диагн. и неразруш. контр. 1990, N2. С. 6 - 10.
7. Емец В.Ф. Характеристика замкнутого импедансного препятствия по рассеянному акустическому полю // Мат. методы и физ. - мех. поля. Киев : Наук. думка, 1992. Вып. 36. С. 101 - 105.
8. Емец В.Ф. Обратная задача дифракции звуковых волн недеформируемым препятствием // В кн.: Волны и дифракция - 90. М.: Физическое общество, 1990. Т. 1. С. 394 - 397.
9. Емец В.Ф. Обратная задача рассеяния упругих волн плоской щелью // Техн. диагн. и неразруш. контр. 1989, N4. С. 57 - 64.
10. Емец В.Ф. Обратные задачи рассеяния звуковых волн акустически жесткими и мягкими замкнутыми препятствиями // Препринт/АН УССР. ИПНММ, Львов. 1989, N 31 - 89. 47 с.
11. Емец В.Ф. Обратная задача рассеяния упругих волн замкнутой гладкой полостью // Дефектоскопия, 1988, N2. С. 59 - 67.
12. Емец В.Ф. Обратная задача рассеяния звуковых волн тонкостенной выпуклой оболочкой // Акуст. журн. 1987. Т. 33, N6. С. 1045 - 1050.
13. Емец В.Ф. К обратной задаче рассеяния упругих волн тонким инородным включением // Прикл. мат. и мех. 1986. Т. 50, № 2. С. 303 - 308.

14. *Емец В.Ф.* О дистанционном определении свойств тонких акустических рассеивателей при помощи звуковых волн // Акуст. журн. 1985. Т. 31, №3. С. 332 - 337.
15. *Емец В.Ф.* Решение одной обратной задачи рассеяния в линеаризованной постановке // Журн. вычисл. матем. и матем. физ. 1984. Т. 24, №4. С. 615 - 619.
16. *Емец В.Ф.* К обратной задаче рассеяния звуковых волн для тонких акустически жестких тел // Прикл. мат. и мех. 1984. Т. 48, № 1. С. 133 - 136.
17. *Емец В.Ф.* К решению прямой и обратной задачи рассеяния упругих волн тонкой полостью. // В кн.: Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред Ереван : Изд - во АН Арм. ССР, 1984. С. 147 - 151.
18. *Емец В.Ф.* К задаче определения формы сплюснутого абсолютно жесткого тела, находящегося в акустической среде // Тез. докл. III Дальневосточной акуст. конф. "Человек и океан". Ч. 2. Владивосток, 1982. С. 89 - 91.
19. *Горбаль С.И., Емец В.Ф.* Интегро-дифференциальные уравнения задачи рассеяния упругих волн плоским тонкостенным включением большой жесткости // Прикл. матем. и мех. 1996. Т. 60, N 2. С. 274 - 281.
20. *Емец В.Ф., Поддубняк А.П.* Дистанционное определение геометрии выпуклых полостей и жестких включений в твердых телах // Диагностика и прогнозирование разруш. сварных констр. Киев : Наук. думка, 1985. Вып. 2. С. 49 - 52.
21. *Емец В.Ф., Поддубняк А.П.* Обратная задача рассеяния акустических волн пустой выпуклой оболочкой // Труды XIV Всес. конф. по теории пластин и оболочек. Изд-во Тбилисского ун-та, 1987. Т. 1. С. 518 - 523.
22. *Ємець В.Ф., Пороховський В.В.* Обернена задача розсіяння звуку акустично жорстким тілом обертання // Мат. методи і фіз. - мех. поля. 1996. Т. 39, N 1. С. 124 - 130.
23. *Поддубняк А.П., Емец В.Ф.* Современное состояние проблемы взаимодействия акустических пучков с препятствиями в деформируемой среде // Мат. методы и физ. - мех. поля. Киев: Наук. думка, 1988. Вып. 27. С. 56 - 64.
24. *Піддубняк О.П., Кунець Я.І., Ємець В.Ф., Матус В.В.* Деякі питання акустодіагностики елементів конструкцій, послаблених тріщинами // В кн.: Матеріали II Міжн. симп. "Механіка і фізика руйнування будівельних

матеріалів та конструкцій". Львів-Дубляни 7-10 жовтня. 1996. С. 372 - 376.

25. *Emets V., Porochovsky V.* The determination of the shape a rigid slender body from measurements of the far-field pattern // Seminar/Workshop Proc. DIPED-95, Sept. 19-21, 1995. Lviv: IAPMM of the Ukrainian NAS. P. 67-68.
26. *Emets V., Porochovsky V.* An iterative regularization method in inverse obstacle scattering// ММЕТ-96. VI Int. Conference Proc., Sept. 7-10, 1996. Lviv, Ukraine. P. 436-439.
27. *Yemets V.F., Mishchenko V.A., Poddubnyak A.P.* Parametric excitation of finite acoustical beams in solids // 10 Int. Conf. "High Energy Rate Fabrication", Sept. 18-22, 1989. Ljubljana, Yugoslavia: Proc. Ljubljana, 1989. P. 654 - 663.

Abstract. Yemets V.F. The inverse boundary problems of elastic wave scattering by the local obstacles: (asymptotic approach).

The thesis presented for a Doctor's degree (physics and mathematics); speciality: 01.02.04 - mechanics of deformable bodies, Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, National Academy of Sciences of Ukraine, Lviv, 1997.

The results of 31th scientific papers are discussed, where the procedure of solution a new class of dynamical elasticity theory, i.e. the inverse boundary problems of time-harmonical elastic wave scattering by the local objects is developed from the unique position that utilized the frequency range of sounding field. Within the scope of the theory the uniqueness theorem and rational methods for reconstruction of sizes and physical-mechanical parameters of the thin-walled plane inclusions, the geometrical parameters of volume closed targets are formulated. The obtained results have both the theoretical and practical meaning for creation the new methods and developing the existing devices for non-destructive control of structure elements and sounding of continuous media.

Аннотация. Емец В.Ф. Обратные граничные задачи рассеяния упругих волн локальными объектами: (асимптотический подход).

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.02.04 - механика деформируемого твердого тела. Институт прикладных проблем механики и математики им. Я.С.Подстригача НАН Украины, Львов, 1997.

Защищается 31 научная работа, в которых с единых позиций, использующих спектр частот зондирующего поля, разработаны методики решения нового класса задач динамической теории упругости - обратных граничных задач рассеяния упругих волн локальными объектами. В этих рамках предложены методы реконструкции размеров плоских трещин, размеров и физико-механических параметров тонкостенных туннельных плоских включений, геометрических параметров объемных замкнутых препятствий, находящихся в упругодеформируемых средах, при помощи рассеянных полей упругих волн. Полученные результаты имеют теоретическое и практическое значение для создания новых методов и развития существующих средств неразрушающего контроля элементов конструкций и зондирования сплошных сред.

Ключові слова: обернена гранична задача, пружні хвилі, пружні включення, тріщини, компактні розсіювачі, асимптотичні методи.

V. Emetz

М. Підстригач О.П., Купчик Х.І., Ємец В.Ф., Момчук В.В. Динаміка
асимптотичного розсіювання упругих хвиль // В
кн.: Матеріали Д. Міжн. симп. "Механіка фізико-руйнівних процесів" Львів

Підп. до друку
Умовн. друк. арк.

Формат 60 x 84 2/16 Папір 80 г/м² Друк офсетний
Обл. вид. арк. Зам. № 224 Тираж 100

Віддруковано у виробничо-поліграфічному відділі Льв ЦНТЕІ

432547

4238102
AB 38.102