

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

Г. Т. Продайвода
П. М. Кузьменко
А. П. Тищенко
О. А. Трипільський

СЕЙСМОМЕТРІЯ

Підручник



УДК 550.834+550.837

С

Автори:

Г. Т. Продайвода, П. М. Кузьменко, А. П. Тищенко, О. А. Трипільський

Рецензенти:

д-р геол. наук, проф. С. А. Вижва,
д-р геол. наук, проф. В. П. Коболев

*Рекомендовано до друку вченою радою ННІ "Інститут геології"
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

Рада Бугрова

К

Сейсмометрія : підручник / Г. Т. Продайвода, П. М. Кузьменко, А. П. Тищенко, О. А. Трипільський. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2018. – 527 с.

ISBN

На сучасному методологічному рівні викладаються теоретичні й методичні основи класичної сейсмозвідки. Розглядаються основні методи сейсмозвідки, методика та апаратура для сейсмічних досліджень, методи обробки сейсмограм, АVO-аналізу і сейсмічної інверсії. Детально розглядаються теорія і методика цифрової обробки сейсмічної інформації, фізичні основи динамічної інтерпретації сейсмічних даних. Проаналізовано позитивні й негативні **сторони** **аспекти** існуючих автоматизованих систем цифрової обробки сейсмічних даних.

Для студентів-бакалаврів геофізичної спеціальності за напрямом "Науки про Землю".

УДК 550.834+550.837

ISBN

© Продайвода Г. Т., Кузьменко П. М.,
Тищенко А. П., Трипільський О. А., 2018

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка
ВПЦ "Київський університет", 2018

ЗМІСТ

Вступ	
Глава 1. Історія розвитку сейсмозвідки	
Глава 2. Фізико-математичні основи сейсмозвідки	
2.1. Елементи лінійної теорії пружності	
2.2. Хвильове рівняння для однорідного пружного ізотропного середовища. Повздожні та поперечні хвилі	
Глава 3. Сейсмічні хвилі в однорідних ізотропних середовищах	
3.1. Сферична повздожня пружна хвиля від точкового джерела	
3.2. Плоска повздожня пружна хвиля	
3.3. Пружні хвилі від довільних джерел в безмежному ізотропному пружному середовищі	
3.3.1. Формула Кірхгофа. Формула Пуассона	
3.3.2. Принцип Гюгенса – Френеля. Принцип Ферма	
3.4. Розповсюдження плоских пружних хвиль в однорідному анізотропному безмежному середовищі	
3.4.1. Закон Гука для однорідного анізотропного середовища	
3.4.2. Рівняння Гріна – Крістоффеля	
3.5. Розповсюдження пружних хвиль в неідеально пружному середовищі. Поглинання енергії пружних хвиль	

Глава 4. Сейсмічні хвилі в неоднорідних середовищах	
4.1. Сейсмічні хвилі в середовищі з однією межею	
4.1.1. Відбиття та заломлення плоских хвиль	
4.1.2. Відбиття та заломлення сферичних хвиль	
4.2. Поверхневі хвилі. Хвиля Релея	
4.3. Сейсмічні хвилі в середовищі із декількома межами	
4.4. Крайні хвилі	
4.5. Криволінійні та жорсткі межі. Дифракція	
Глава 5. Фізико-геологічні передумови застосування сейсмо- розвідки	
5.1. Швидкість розповсюдження пружних хвиль у гірських породах	
5.2. Шаруватість геологічного розрізу. Сейсмічні межі	
5.3. Поглинання та розсіювання сейсмічних хвиль	
5.4. Зона малих швидкостей	
Глава 6. Кінематика сейсмічних хвиль	
6.1. Поле часу	
6.2. Рівняння поля часу та променів	
6.3. Лінійний годограф	
6.4. Позірна швидкість	
6.5. Взаємні хвилі та взаємні годографи	
6.6. Побудова поля часу в однорідному середовищі	
6.7. Побудова поля часу в шаруватому середовищі	
6.8. Побудова променів в однорідному двошаруватому середовищі	
Глава 7. Годографи сейсмічних хвиль у двошаровому середовищі	
7.1. Поля часу та годограф прямої хвилі	
7.2. Поля часу та годограф монотипної відбитої хвилі від плоскої відбиваючої межі	
7.3. Годографи дифрагованих хвиль	
7.4. Лінійний годограф головної хвилі	

- 7.5. Годографи кратних відбитих хвиль.....
- 7.6. Годографи головних хвиль від криволінійної межі.
Ефект проникання
- 7.7. Годографи прохідних хвиль.
- Вертикальні годографи різних типів хвиль

Глава 8. Годографи сейсмічних хвиль у багато шаруватих

- та градієнтних середовищах
- 8.1. Годографи хвиль в багато шаруватих середовищах
- 8.1.1. Годограф відбитої хвилі
 в горизонтально шаруватому середовищі
- 8.2. Годографи головних хвиль
для горизонтального шаруватого середовища
- 8.3. Годографи головних та дифрагованих хвиль
у випадку скиду
- 8.4. Поля часу та годографи хвиль
у градієнтних середовищах
- 8.4.1. Загальне рівняння променів та поля часу.....
- 8.5. Годографи головної рефрагованих і відбитих хвиль
у градієнтному середовищі.....
- 8.6. Поля часу та годографи хвиль у середовищі
із лінійною залежністю швидкості від глибини

Глава 9. Джерела сейсмічних хвиль

- і сейсмозвідувальна апаратура
- 9.1. Джерела і спектр сейсмічних коливань.....
- 9.2. Реєстрація сейсмічних коливань.....
- 9.3. Вимоги до сейсмореєструючого каналу.....
- 9.4. Сейсмоприймачі
- 9.5. Основні принципи цифрової реєстрації
- 9.6. Цифрова сейсмозвідувальна станція

Глава 10. Телеметричні сейсмореєструючі системи.....

- 10.1. Загальні принципи побудови
сейсмічних телеметричних систем збору інформації
- 10.2. Телеметричні сейсмореєструючі системи
фірми "INPUT/OUTPUT, INC"

10.3. Телеметричні сейсмореєструючі системи
фірми "SERSEL"

Глава 11. Методи сейсморозвідки

11.1. Класифікація методів сейсморозвідки

11.2. Корисні хвилі та завади

11.3. Сейсмологічні умови.....

Глава 12. Методика польових сейсморозвідувальних робіт

12.1. Загальна характеристика систем спостереження

12.2. Типи систем спостереження.....

12.3. Основи методики і технології робіт
методом спільної серединної точки (ССТ)

12.4. Профільні системи спостереження

12.5. Просторові системи спостереження

12.6. Вибір параметрів спостереження.....

12.7. Мережі спостереження

12.8. Прийом і збудження коливань.....

Глава 13. Інтерференційні системи

13.1. Загальні положення.....

13.2. Групування сеймоприймачів
та змішування коливань.....

13.3. Метод спільної серединної точки (ССТ).....

**Глава 14. Основи обробки та інтерпретації
сейсмічних даних.....**

14.1. Пряма і зворотна задача сейсморозвідки

14.2. Структурна обробка польових
сейсмічних спостережень

**Глава 15. Статичні та кінематичні поправки.
Кореляція хвиль і побудова годографів**

15.1. Введення статичних поправок

15.2. Поправка за фазу

15.3. Корекція статичних поправок

15.4. Розрахунок та введення кінематичних поправок

- 15.5. Корекція кінематичних поправок
- 15.6. Загальні принципи кореляції.....
- 15.7. Побудова годографів.....

Глава 16. Визначення сейсмічних швидкостей
у покриваючій товщі

- 16.1 Швидкості в сейсморозвідці.....
- 16.2. Вимірювання швидкостей в свердловинах,
виробках, на зразках.....
- 16.3. Обробка даних сейсмічного
та акустичного каротажу
- 16.4. Вертикальне сейсмічне профілювання (ВСП).....
- 16.5. Визначення швидкостей
у природному заляганні гірських порід
- 16.6. Визначення швидкостей
за спостереженнями на денній поверхні
- 16.6.1. Визначення ефективної швидкості
по годографам відбитих та заломлених хвиль.....
- 16.6.2. Визначення ефективної швидкості шляхом підбору
по сейсмограмах MBX
- 16.7. Визначення пластової швидкості.....
- 16.8 Узагальнення даних про швидкості
у покриваючій товщі.....

Глава 17. Побудова сейсмічних меж

- 17.1. Побудова відбиваючих меж
- 17.1.1. Побудова відбиваючих меж в однорідному середовищі
за повздовжніми хвилями
- 17.1.2. Побудова відбиваючих меж в неоднорідному середовищі
за повздовжніми годографами
- 17.2. Побудова за часом та позірній швидкості
елементів годографа.....
- 17.3. Побудова за часом та позірній швидкості
елементів годографа у взаємних точках.....
- 17.4. Побудова відбиваючих меж
за поверхневими годографами
- 17.5. Побудова заломлюючих меж

Глава 18. Цифрова обробка сейсмічних даних	
18.1. Загальний огляд.....	
18.2. Спектральний аналіз.....	
18.2.1. Фіктивні і реальні сигнали. Дельта функція Дірака.....	
18.2.2. Спектральний аналіз аналогових сигналів.....	
18.2.3. Спектральний аналіз дискретних сигналів.....	
18.2.4. Дискретне перетворення Фур'є.....	
18.2.5. Швидке перетворення Фур'є.....	
18.2.6. Перетворення Лапласа.....	
18.2.7. Лінійні системи.....	
18.2.8. Z– перетворення.....	
18.2.9. Перетворення Гільберта.....	
18.3. Цифрова обробка багатоканальних записів сейсмічного методу відбитих хвиль.....	
18.3.1. Попередній етап обробки сейсмічних даних.....	
18.3.2. Етап редагування.....	
18.3.3. Етап визначення параметрів обробки.....	
18.3.3.1. <i>Мьютинг, енергетичний аналіз трас і підсумування</i>	
18.3.3.2. <i>Фільтрація і деконволюція сейсмічних записів</i>	
18.3.4. Основний етап обробки.....	
18.3.5. Процедура міграції.....	
18.4. Автоматизовані системи цифрової обробки сейсмічних даних.....	
18.4.1. Системи обробки сейсмічних даних "FOCUS".....	
18.4.1.1. <i>Основні модулі системи</i>	
18.4.1.2. <i>Послаблення кратних хвиль та завад</i>	
18.4.1.3. <i>Процедура ДМОта міграція</i>	
18.4.1.4. <i>Засоби аналізу швидкостей</i>	
18.4.1.5. <i>Візуалізація сейсмічних даних</i>	
18.4.2. Система обробки сейсмічних даних "ProMax".....	
18.4.2.1 <i>Узагальнений граф обробки сейсмічних даних системи "ProMax"</i>	
Глава 19. Інтерпретація сейсмічних даних	
19.1. Загальні положення.....	
19.2. Процедури інтерпретації.....	
19.3. Збір і аналіз первинних даних.....	

19.4	Картування відбиваючих горизонтів.....
19.5	Картування тектонічних порушень
19.6	Відновлення історії геологічного розвитку району досліджень
19.7	Інтерпретація сейсмічних досліджень тонкошаруватих геологічних розрізів
19.8	Інтерпретація сейсмічних досліджень земної кори.....

Глава 20. Теоретичні та методичні основи

	AVO-аналізу й інверсії.....
20.1.	Пряма задача AVO-аналізу.....
20.2.	Розподіл енергії при нормальному падінні хвилі.....
20.3.	Розподіл енергії між хвилями при похилому куті падіння <i>P</i> -хвилі на відбиваючу межу
20.4.	Апроксимації рівняння Цюппрітца для коефіцієнта відбиття поздовжніх хвиль
20.5.	Основні атрибути AVO-аналізу
20.6.	Альтернативні атрибути AVO-аналізу
20.7.	AVO-кросплот.
20.8.	Класифікація AVO-аномалій.....
20.9.	Годограми кросплота
20.9.1.	Визначення поляризаційного кута
20.9.2.	Магнітуда годограми.....
20.9.3.	Коефіцієнт лінійної кореляції.....
20.10.	AVO-інверсія
20.10.1.	Акустична інверсія.
20.11.	Пружна інверсія.....
20.12.	Багатохвильовий AVO-аналіз.
20.13.	AVO-аналіз упорядкованого геологічного середовища.....
20.13.1.	Особливості поширення пружних хвиль в упорядкованому геологічному середовищі.....
20.13.2.	Задача відбиття-заломлення хвиль на межі двох анізотропних середовищ
20.13.3.	Коефіцієнти відбиття і заломлення хвиль на межі двох поперечно-ізотропних середовищ із вертикальною віссю симетрії

20.13.4. Наближений метод оцінювання коефіцієнта відбиття квазіпоздовжньої хвилі для слабо анізотропних поперечно-ізотропних середовищ.....	
20.14. Петрофізичні основи інтерпретації AVO-аномалій	
20.14.1. Літологія.....	
20.14.2. Пористість і флюїдонасиченість	
20.14.3. Термодинамічні умови.....	
20.14.4. Вуглеводневе насичення.....	
20.14.5. Залежність між швидкістю і густиною.....	
20.14.6. Методологія апріорного й апостеріорного оцінювання достовірності результатів інтерпретації AVO-аналізу.....	
20.14.7. Глобальні і локальні тренди властивостей пористих порід.....	
20.14.8. Седиментаційний і діагенетичний тренди пружних властивостей.....	
Глава 21. Сейсмічна томографія	
20.1. Теорема Радона.....	
20.2. Методи відновлення величини зворотних швидкостей (поверхні рефракції).....	
20.2.1 Метод зворотних проєкцій за допомогою фільтрації	
20.2.2 Метод Фур'є-перетворень	
20.2.3 Метод алгебраїчного відновлення	
20.3 Дифракційна сейсмічна томографія	
20.4 Застосування дифракційної томографії.....	
20.5 Профілювання методом відбитих від поверхні об'єкта хвиль (ВПВ)	
Подальші перспективи розвитку методу.....	
Список літератури	
Предметний покажчик	

Сейсмічна розвідка (сейсморозвідка) – сукупність методів дослідження геологічного середовища, що ґрунтуються на вивченні розповсюдження пружних хвиль, які збурюються штучно. При цьому джерелом сейсмічних коливань може бути вибух або вібратор. Сейсморозвідка виникла на початку 20-х рр. ХХ ст. Вона є природним розвитком уже існуючого методу сейсмології, який займається дослідженням землетрусів і вивченням глибинної будови Землі.

Сейсморозвідка включає два основні методи: метод відбитих хвиль (МВХ) і метод заломлених хвиль (МЗХ).

Своїм інтенсивним розвитком сейсморозвідка завдячує її ефективному практичному застосуванню при пошуках і розвідці родовищ вуглеводнів. Протягом тривалого часу більше 90 % витрат на пошукову геофізику в нафтогазовій промисловості припадає на сейсмічний метод відбитих хвиль, який надає необхідну інформацію для розвідувального буріння. Способи сейсмічних спостережень і обробки постійно вдосконалюються. Найбільш суттєві кроки в цьому напрямі були зроблені на початку 60-х рр. Тоді був розроблений і впроваджений у виробництво спосіб спільної серединної точки (ССТ). Цей підхід сприяв значному підвищенню якості сейсмічних даних, особливо з точки зору покращання відношення *корисний сигнал/завада*. Таким чином, підсумовування за схемою ССТ стає ядром усіх систем обробки в сейсморозвідці. Упровадження в практику техніки цифрової реєстрації й обробки дозволило здійснити якісний стрибок, а всі матеріали сейсморозвідки відбитими хвилями почали оброблятися на ЕОМ. У цей період спеціалісти в галузі сейсморозвідки займалися питаннями аналізу часових рядів і цифровою фільтрацією. На початку 70-х рр. була розпочата розробка методів міграції на основі хвильової теорії. У кінці ХХ ст.

активно почали розвиватися методи динамічного аналізу сейсмічних даних: AVO-аналіз і сейсмічна інверсія.

За останні роки XX ст. та на початку XXI ст. сейсморозвідка перетворилась на потужну промислову індустрію з передовою технологією, тісним чином пов'язану з обчислювальною технікою.

Для сучасної сейсморозвідки характерно те, що більшість великих нафтових і газових родовищ структурного типу вже відкрито й об'єктами пошуків і розвідки стали родовища, розташовані в складних структурах неструктурного типу і родовища вуглеводнів нетрадиційного типу. Унаслідок чого необхідно застосовувати більш досконалі технології польових сейсмічних досліджень, які дозволяють одержувати детальну і достовірну інформацію про будову складно побудованого геологічного середовища. Крім того, сейсморозвідка знаходить застосування і на стадії розробки родовищ. Особливо зростає роль тривимірних методів (3D-сейсморозвідки), що дозволяє оконтурювати знайдені родовища і проектувати оптимальну екологічно безпечну їхню розробку.

Сейсморозвідка широко застосовується для пошуків родовищ вугілля і різноманітних руд, а також для вирішення низки інженерно-геологічних і екологічних завдань.

Основну увагу в підручнику, написаному відповідно до програми курсу "Сейсмометрія" для бакалаврів-геофізиків за напрямом "Науки про Землю", зосереджено на принципах класичної променевої сейсморозвідки.

Даний підручник планувався як доповнене й розширене видання першого україномовного підручника "Сейсморозвідка" (К. : ВПЦ "Київський університет", 2008). Однак у зв'язку зі зміною навчального плану і більш широкою спеціалізацією бакалаврів-геофізиків він отримав назву "Сейсмометрія". Його текст доповнений розд. 20, де розкриваються питання динамічного аналізу сейсмічних даних, а саме AVO-аналізу та сейсмічної інверсії. У зв'язку з розвитком нових цифрових реєструвальних систем авторами був скорочений розд. 9, де описано цифрові станції типу "Прогрес", залишивши лише основи цифрової реєстрації сейсмічних сигналів.

Автори висловлюють подяку всім, хто долучився до написання даної роботи та вносив пропозиції щодо її поліпшення.

Розділ 1

ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

Зародження сейсморозвідки як одного з геофізичних методів пошуків і розвідки родовищ корисних копалин припадає на початок 20-х рр. минулого сторіччя. Тоді сейсморозвідка спиралася головним чином на теоретичні передумови і методи, розвинені раніше в сейсмології.

Уперше вивчати поширення штучно збуджених пружних хвиль у земній корі для завдань геологічної розвідки запропонував Р. Фессенден (США) у 1913 р. Для вирішення цього завдання він запропонував використовувати відбиті хвилі, але у зв'язку з численними методичними та технічними труднощами воно довгий час не могло бути реалізовано.

У 1919 р. Л. Мінтроп (Німеччина) отримав патент на вивчення будови земної кори методом заломлених хвиль.

Початок застосування сейсморозвідки в колишньому СРСР – середина 20-х рр. ХХ ст. У 1927 р. в Криворізькому залізорудному басейні П. М. Никифоровим уперше були виконані дослідні польові роботи методом заломлених хвиль. Починаючи з 1928–1929 рр., під керівництвом Г. А. Гамбурцева, В. Ф. Бончковського, Є. О. Коридаліна, М. В. Райко та інших у різних районах колишнього СРСР для вирішення різноманітних геологічних завдань почали широко застосовувати спосіб перших вступів.

У 1930–1931 рр. у США вперше знайшов практичне застосування метод відбитих хвиль. Незалежно від цього, починаючи з 1923 р., у колишньому СРСР здійснювалась розробка теоретичних і технічних основ методу відбитих хвиль. В. С. Воюцький отримав патент на цей сейсмічний метод геологічної розвідки. Розробки проводились під керівництвом Г. О. Гамбурцева, який відіграв видатну роль у розвитку сейсморозвідки.

Починаючи з 1939 р., важливим кроком у розвитку сейсмозвідки стала розробка кореляційного методу заломлених хвиль (КМЗХ) колективом співробітників Інституту теоретичної геофізики АН СРСР під керівництвом Г. О. Гамбурцева (Ю. В. Різниченко, І. С. Берзон, А. М. Єпінатєєва, І. П. Пасечник, І. П. Космінська, Є. В. Карус).

У 1940–1943 рр. сейсмозвідка почала застосовуватись на морі, у районах вічної мерзлоти, у пустелі. Приблизно в цей же час у США почали проводити сейсмічні дослідження в акваторіях морів і океанів з метою вивчення регіональної геологічної будови (М. Юїнг, Ф. Пресс, Ч. Оффісер).

За пропозицією Г. О. Гамбурцева в 1948 р. було розпочато роботи з глибинного сейсмічного зондування (ГСЗ) земної кори. У процесі виконання робіт удалося збільшити глибину досліджень цим сейсмічним методом до кількох десятків кілометрів. Це відкрило великі можливості застосування методу ГСЗ до вирішення завдань глибинних досліджень земної кори і верхньої мантії Землі.

У перші роки розвитку сейсмозвідки інтерпретація сейсмічних спостережень спиралася виключно на вивчення годографів. Але з упровадженням принципу кореляції виникла потреба в урахуванні динамічних особливостей коливань, що реєструються. З цією метою було розвинуто й узагальнено основні методи кореляції з урахуванням якісних особливостей запису, пов'язаних з фізичною природою хвиль та особливостями геологічної будови (І. С. Берзон, А. М. Єпінатєєва, І. І. Гурвіч, М. М. Пузирьов та ін.). Запропоновано також способи використання динамічних особливостей записів заломлених хвиль для обчислення поглинаючих властивостей заломлювальних шарів як одного з параметрів, пов'язаних з їхніми геологічними особливостями (І. С. Берзон, Ю. І. Васильєв та ін.).

Перші сейсмозвідувальні роботи в Україні було виконано в 1931 р. у Слов'янському районі Донбасу (пошуки і розвідка родовищ солі). З 1932 р. сейсмозвідувальні роботи починають проводитися для вирішення питань структурної геології. Споча-

тку застосовувався метод заломлених хвиль перших вступів, пізніше (з 1939 р.) – метод відбитих хвиль.

Після 1948 р. сейсмічна розвідка починає розвиватися швидкими темпами, унаслідок чого вона постає як провідний метод геофізичних досліджень на нафту і газ, а також при вирішенні питань регіональної геології та глибинної будови земної кори.

Залежно від рівня досконалості методичних прийомів, польової апаратури та засобів обробки в історії розвитку сейсмозвідувальних робіт в Україні може бути виокремлено чотири основні етапи.

Перший етап (1948–1960) характеризується однократною системою спостережень МВХ з поодинокими джерелами збудження та приймання, апаратурою з осцилографічним (невідтворюваним) записом і ручною обробкою матеріалів.

Другий етап (1961–1970 рр.) характеризується застосуванням інтерференційних систем для приймання та збудження пружних коливань, магнітної реєстрації для запису сейсмограм та аналогової машинної обробки сейсмічної інформації.

Для третього етапу (1971–1986) властиве широке застосування багатократних і площинних систем спостережень (метод спільної глибинної точки – МСГТ), цифрової реєстрації та обробки польових матеріалів за складними програмами.

Протягом останнього, четвертого, етапу (1987 р. – сьогодні) відбувається подальше вдосконалення методики польових спостережень та обробки інформації, реалізується ряд міжнародних програм регіональних сейсмічних досліджень, в яких Україна відіграла провідну роль.

З метою виконання сейсмічної розвідки в складних умовах рельєфу Карпат В. Д. Зав'яловим був розроблений та успішно застосований метод масового просторового зондування (МПЗ).

У 1954 р. трестом "Укргеофізрозвідка" вперше в Україні було здійснено дослідно-методичні роботи з упровадження та випробовування кореляційного методу заломлених хвиль. Починаючи з 1960 р., роботи КМЗХ здійснюються в плановому виробничому порядку. Протягом 1950–2002 рр. на території України виконано великий обсяг сейсмічних досліджень МВХ і КМЗХ. Дос-

лідження зосереджувалися переважно на території Українського щита, Передкарпаття, Дніпровсько-Донецької западини, Степового Криму та на акваторіях Чорного й Азовського морів.

На Українському щиті перші дослідження КМЗХ були проведені в 1959–1963 рр. в межах Білозерського залізрудного



В. С. Соллогуб (1912–1988)

району в Криворізькому басейні, на Коростенському плутоні та Овруцькому грабен-синклінорії (В. Б. Соллогуб, А. В. Чекунов, Л. Т. Калюжна, Л. А. Хілінський). У подальшому широкого застосування набули МВХ та його модифікація – метод спільної глибинної точки. Великий обсяг досліджень цими методами виконано в межах північного, західного та південного схилів Українського щита, на Побужжі, у районі Криворізько-Кременчуцького та Сурського синкліноріїв, а також на Корсунь-Новомиргородському плутоні та Новоукраїнському масиві (І. І. Антушевич, Л. І. Гонтова, М. Є. Гринь, Г. І. Дмитрієв, Г. М. Дрогицька, В. О. Корнілова, В. Б. Соллогуб, В. І. Шаров, Л. М. Шимків та ін.).

Особливе місце серед досліджень такого роду через свою глибинність займають роботи МВХ–МСГТ, виконані в 1986–1990 рр. в центральній та південній частинах Українського щита, за яких протяжність реєстрації хвильового поля становила 20–30 с, що відповідало глибині 70–120 км (земна кора та значна частина верхньої мантії) (М. О. Бородулін, М. М. Байсарович).

Результати досліджень МВХ і МСГТ показали їхню високу ефективність при вивченні внутрішньої будови Українського щита. Загалом, за неоднозначної природи сейсмічних відбивних елементів (рефлекторів) у хвильових полях переважають окремі рефлектори чи їхні серії, пов'язані з тектонічними порушеннями та з контактами порід різного складу. Останнє надало можли-

вість дослідникам упевнено виокремлювати такі структури, як Сурська, Криворізька, Корсунь-Новомиргородський плутон та інші, складені породами, які помітно відрізняються за своїм складом від гранітоїдів, що їх вмішують.

З іншого боку, ототожнення багатьох рефлекторів та їхніх серій з тектонічними порушеннями, відомими за геологічними даними, дозволило дослідникам виокремлювати ці порушення та простежувати їх до глибин, недосяжних для інших геолого-геофізичних методів.

На території Дніпровсько-Донецької западини, починаючи з 50-х р. минулого сторіччя і до нашого часу, виробничими організаціями Міністерства геології України та Інститутом геофізики НАН України виконано великий обсяг сейсмічних робіт МВХ–МСГТ, КМЗХ (М. І. Буцева, Ю. Б. Демиденко, М. Г. Лисенко, М. Г. Манюта, Є. П. Пуздровський та ін.) і ГСЗ (під керівництвом В. Б. Соллогуба) (М. О. Бородулін, Л. Т. Калюжна, В. Д. Омельченко, Т. В. Смілянська та ін.). Завдяки цим дослідженням у комплексі з іншими геофізичними та геологічними методами було вивчено глибинну будову Дніпровсько-Донецької западини як у детальному, так і в регіональному плані, що особливо важливо з точки зору розширення перспектив цієї структури на пошуки і розвідку родовищ нафти і газу.

На акваторії північно-західного шельфу Чорного моря сейсморозвідувальні роботи було розпочато в 1959 р., коли Інститутом океанології АН СРСР (Ю. П. Непрочнов та ін.) було відпрацьовано два профілі ГСЗ на південний захід від Євпаторії. На сьогоднішній день сейсморозвідка ГСЗ, КМЗХ та МВХ–МСГТ є провідним методом серед геофізичних досліджень регіону. Понад 50 тис. км² шельфу вкрито густою мережею сейсмічних профілів. З них найбільш значний обсяг (понад 60 тис. пог. км) припадає на МВХ (Б. Д. Безверхов, Ф. Л. Грузер, М. Я. Коморна та ін.). Результати робіт МВХ виявилися важливим підґрунтям для з'ясування особливостей будови мезокайнозойських відкладів, перспективних на родовища нафти і газу.

У 1959 р. було розпочато роботи методом глибинного сейс-



А. В. Чекунов (1932–1996)

Мохоровичича включно.

Дослідження методом ГСЗ здійснювались в основному відділом сейсмометрії Інституту геофізики АН УРСР (сьогодні це Інститут геофізики НАН України) під керівництвом В. Б. Соллогуба.



**О. М. Харитонов
(1937–1998)**

Крім Інституту геофізики, польові дослідження методом ГСЗ виконували сейсмічні партії трестів "Укргеофізрозвідка" і "Дніпрогеофізика" (М. О. Бородулін, Ю. Б. Демиденко, М. Г. Манюта та ін.). Широке застосування цього методу на території України та сусідніх держав (1960–1999) дозволило вивчити закономірності глибинної будови Центральної та Східної Європи і скласти для цієї частини континенту структурні схеми основних сейсмічних меж поділу літосфери (В. Б. Соллогуб, А. В. Чекунов). Вивчено також особливості сейсмічної структури земної кори найбільших регіонів України

(В. С. Гейко, Т. В. Ільченко, Л. Г. Калюжна, Л. П. Ліванова, В. Д. Омельченко, Н. В. Сологуб, О. А. Трипільський, О. М. Харитонов).

У 1972–1977 рр. спільною індійсько-українською експедицією ГСЗ вивчалась глибинна будова земної кори Індійського щита (Х. Нараїн, К. Л. Кайла, П. Р. Редді, В. Б. Соллогуб, Г. Є. Харечко, О. А. Трипільський, М. А. Лазаренко та ін.). У результаті досліджень складено глибинні сейсмічні розрізи земної кори південної частини Індійського щита вздовж широтного профілю довжиною понад 600 км і району Койна (Західні Гати), де 10 грудня 1967 р. стався руйнівний землетрус техногенної природи.

Комплексне застосування робіт КМЗХ, ГСЗ, МСГТ і зйомок потенційних полів послужило основою багаторічних регіональних досліджень глибинної будови всіх регіонів України.

У 1966–1970 рр. геофізиками України опановано методику вивчення шельфу Чорного моря способом центрального променя з використанням невибухових джерел збудження пружних коливань. 1973 р. сектором сейсмометрії УкрНДГРІ (Л. Д. Райхер) було розпочато досліді із застосування невибухових джерел (сейсmodин) на суходолі.

В об'єднанні "Укргеофізика" разом з УкрНДГРІ виконуються дослідні роботи з використанням поперечних хвиль для вивчення фізичних властивостей порід і прогнозування покладів нафти і газу. При геофізичних дослідженнях на тверді корисні копалини та підземні води сейсморозвідувальні роботи проводяться в більш обмежених об'ємах. Сейсморозвідка МСГТ і КМЗХ застосовується при вивченні глибинної будови рудних і вугільних басейнів. Проводяться роботи з вивчення малоамплітудної тектоніки вугільних товщ.

У Київській геофізичній комплексній експедиції об'єднання "Північукргеологія" сейсморозвідувальні роботи МВХ з вибуховими та невибуховими (віброрейс ВКХ-1) джерелами застосовуються для розвідки в Прикарпатті сірки та кам'яної солі, КМЗХ застосовується для пошуку тріщинних вод і будівельних матеріалів.

Українські вчені суттєво збагатили сейсмічний метод численними науковими розробками. Найважливішими з них є такі.

Створено конструктивну теорію кінематичної задачі сейсміки та розроблено коректні методи інтерпретації годографів заломлених і відбитих хвиль (В. С. Гейко). Розроблено теорію і методику оцінки функцій поглинання, дисперсії фазових швидкостей, перехідних і передавальних характеристик середовища, запропоновано методи побудови часових розрізів, логарифмічних декрементів згасання сейсмічних хвиль і пошарових псевдошвидкісних перетворень (М. Є. Гринь).

Виконано всебічний аналіз умов формування багатократних хвиль і вирішено фундаментальну проблему інформативності сейсмічних досліджень у багатошаровому середовищі, розроблено універсальний підхід до вибору параметрів спектрального послаблення багатократних хвиль (Є. К. Лоссовський).

Запропоновано оригінальний метод дифракційного перетворення сейсмограм у зображення середовища, аналогії якому не було у світовій теорії й практиці сейсмічних досліджень. У подальшому цей винахід послужив виникненню нового фундаментального наукового напрямку – імпульсної сейсмічної голографії (Ю. В. Тімошин).

На початку 70-х рр. ХХ ст. на кафедрі геофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка розпочато методологічні, теоретичні й експериментальні дослідження сейсмічної анізотропії. На цій основі було розроблено ряд інваріантно-поляризаційних сейсмоакустичних методів досліджень (Г. Т. Продайвода), були створені нові методи математичного моделювання ефективних лінійних і нелінійних пружних та акустичних параметрів реального геологічного середовища (Б. П. Маслов, Г. Т. Продайвода, С. А. Вижва). Це сприяло розвитку нового наукового напрямку – кількісної геологічної 3-D інтерпретації сейсмічної інформації (Г. Т. Продайвода).

Обґрунтовано нерівномірно-шарувату модель літосфери, яка пояснювала структуру та спектральні властивості хвильових полів, що спостерігаються (О. М. Харитонов).

За останні 20–25 років в усьому світі різко зріс обсяг глибинних досліджень земної кори та літосфери загалом за допомогою

сейсмічних методів ГСЗ та MBX–МСГТ. З метою підвищення інформативності та точності побудови розрізів дослідники прагнуть комплексного використання методів відбитих і заломлених хвиль. Успішно здійснюється низка національних і міжнародних програм, спрямованих на систематичне і чітко сплановане вивчення будови й динаміки земної кори та верхньої мантії. До їхньої реалізації залучено комплекс новітніх геолого-геофізичних методів вивчення земної кори, серед яких провідну роль відіграють сейсмічні методи MBX–МСГТ, ГСЗ і МЗХ. Найбільш масштабними з них є СОСОРР (США), ДЕКОРР (Німеччина), ВІРПС (Велика Британія), ЕСОРС (Франція), АСОРР (Австралія), ЛІТНОПРОБЕ (Канада), програми Китайської Народної Республіки, робочої групи з вивчення тектоніки та ресурсів Південно-Східної Азії (SEATAR), Угорщини, Польщі та ін. Низка міжнародних програм і проєктів (EGT, EUGENO-S, BABEL та ін.) на сьогоднішній день уже повністю реалізована. Отримано нові дані, які суттєво розширили і поглибили уявлення дослідників про будову та динаміку літосфери. Особливо це стосується проєкту BABEL, результати якого справили значний вплив на зміну існуючих досі уявлень про сейсмічну модель кристалічної кори докембрійських щитів за даними MBX–МСГТ.

Запитання для самоконтролю

1. Коли і ким уперше було запропоновано вивчати поширення штучно збуджених пружних хвиль у земній корі для завдань геологічної розвідки?
2. Охарактеризуйте етапи в історії розвитку сейсмозвідувальних робіт в Україні.
3. Ким запропоновано оригінальний метод дифракційного перетворення сейсмограм у зображення середовища?
4. Коли в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка розпочато методологічні, теоретичні й експериментальні дослідження сейсмічної анізотропії?

Розділ 2

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ ОСНОВИ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

Об'єктом дослідження сейсморозвідки є неоднорідне складно побудоване геологічне середовище, для дослідження якого використовується явище розповсюдження пружних хвиль, які збуджуються на поверхні Землі, або у свердловинах чи за допомогою вибухів, чи механічних вібраторів.

Хвильове сейсмічне поле, яке виникає при штучному збудженні й реєструється на поверхні Землі, є надзвичайно складним і відображає складну будову і зміну пружних властивостей неоднорідного геологічного середовища. Для дослідження закономірностей розповсюдження пружних хвиль у геологічному середовищі застосовують спрощені моделі. У першому наближенні реальне геологічне середовище розглядають як деяке ідеально пружне ізотропне середовище, в якому під дією об'ємних або поверхневих сил виникають і розповсюджуються пружні хвилі. В ідеально пружному середовищі процеси, які відбуваються, є повністю зворотними. Це означає, що ніяких незворотних втрат енергії пружної хвилі в ідеально пружному середовищі немає. В моделі ідеально пружного тіла основні закономірності розповсюдження пружних хвиль описуються законами лінійної теорії пружності. Теорія пружності дає можливість знайти залежність між силами, прикладеними до зовнішньої поверхні тіла, і зміною розмірів і форми тіла, які виникли внаслідок дії цих сил. Цю залежність зручно виразити за допомогою напруг і деформацій, лінійна залежність між якими описується законом Гука. Якщо в лінійному пружному середовищі в будь-якій точці виникло збудження, то миттєво виника-

ють напруги, які, у свою чергу, у сусідній точці викликають деформації й виникає хвильовий рух. Частинки геологічного середовища одержують швидкість, деформуються і створюють внутрішні пружні напруги, які й передають хвилю від однієї частини тіла до другої. Але при розповсюдженні хвилі необхідно розрізняти два абсолютно різні явища: рух частинок у хвилі й переміщення пружної хвилі в середовищі. Перше явище – це рух частинок як матеріальних точок; а друге явище – передача збуреного стану середовища з одних частинок на інші. Величини зміщень і швидкість частинок у хвилі залежить від сили збурення. У дійсності величини зміщень частинок дуже малі. Хвиля розповсюджується в геологічному середовищі від місця збурення з певною швидкістю, яка не залежить від сили, а лише від пружності й щільності геологічного середовища. Чим більша пружність середовища, тим більші пружні напруги виникають у ньому за даної деформації і тим швидше передається збурення від однієї частинки до другої і тим більша швидкість розповсюдження хвилі. І навпаки, чим більша щільність, тим повільніше частинки одержують швидкість при дії даних напруг і тим менше швидкість хвилі. Отже, швидкість розповсюдження пружної хвилі в геологічному середовищі завжди є скінченною величиною і визначається пружними властивостями і щільністю середовища.

2.1. ЕЛЕМЕНТИ ЛІНІЙНОЇ ТЕОРІЇ ПРУЖНОСТІ

Розміри та форму твердого тіла можна змінити, якщо до його зовнішньої поверхні докласти сили. Внутрішні сили протистоять зовнішнім і чинять опір змінам розмірів і форми тіла. Через наявність внутрішніх сил тіло прагне після припинення дії зовнішніх сил повернутися у свій первісний стан. Властивість матеріального середовища чинити опір змінам розмірів чи форми та повертатися в недеформований стан після припинення дії зовнішніх сил називається *пружністю*. Ідеально пружним можна назвати тіло, яке після деформуван-

ня повністю відновлює свій вихідний стан. За малих деформацій багато речовин, у тому числі й гірські породи, можна розглядати як *ідеально пружні*.

Теорія пружності пов'язує сили, прикладені до зовнішньої поверхні тіла, зі змінами розмірів і форми цього тіла, які виникають у результаті дії цих сил. Співвідношення між прикладеними силами та деформаціями зручніше за все виражати за допомогою понять *напруг* і *деформації*.

Напруга – це сила, що діє на елемент поверхні тіла. Це означає, що коли до тіла прикладена сила, то напруга – відношення цієї сили до площі поверхні, на яку вона діє. Якщо сила змінюється від точки до точки, змінюється також і напруга. У цьому випадку для відшукування величини напруги в будь-якій точці треба взяти нескінченно малий елемент площі із центром у цій точці та поділити всю силу, що діє на дану площинку, на величину цієї площинки. Якщо сила спрямована перпендикулярно до площинки, то напруги називають *нормальною напругою*.

Якщо сила діє по дотичній до елемента поверхні, напругу називають *напругою зсуву* (або *дотичною*). Якщо напрямок дії сили не паралельний та не перпендикулярний елементарній площинці, то силу можна розкласти на складові, паралельну та перпендикулярну цій площинці, а отже, і напругу можна розкласти на нормальну і дотичну складові.

2.1.1. Деформація

Якщо на пружне тіло діє напруга, то його форма і розміри змінюються і відповідно змінюється відносна відстань між точками. Ці зміни називаються *деформаціями*. Якщо розглядати нескінченно малий паралелепіпед, виокремлений в пружному тілі, то можна розрізнити два основні види деформацій.

В одному випадку під дією сил, що прикладаються, змінюється об'єм паралелепіпеда, тоді як його форма (кути між гранями)

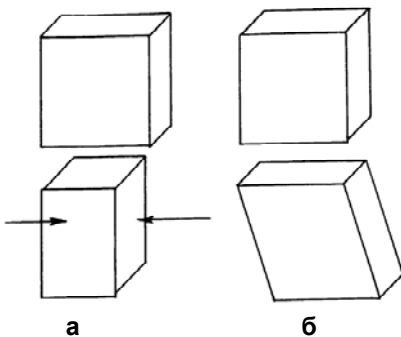


Рис. 2.1. Деформації об'єму (а) та форми (б)

відносно подовження сторін паралелепіпеда, зміна його об'єму та зміна кутів між сторонами.

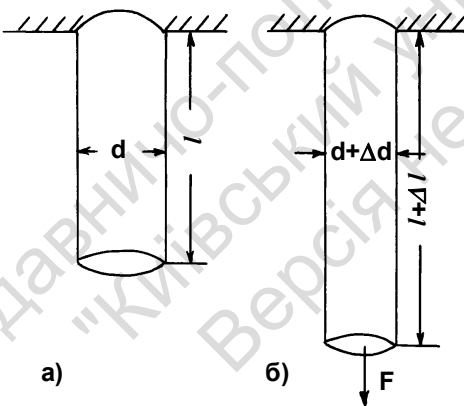


Рис. 2.2. Розтягнення бруса:
а – брус до прикладення сили;
б – брус після прикладення сили

залишається незмінною. Такі деформації називаються деформаціями об'єму або деформаціями стискання чи розтягнення (рис. 2.1, а). В іншому випадку, навпаки, об'єм нескінченно малого паралелепіпеда залишається незмінним, але його форма (кути між гранями) змінюється (рис. 2.1, б). Такі деформації мають назву деформацій форми чи зсувів.

За міру деформації служать

У теорії пружності доводиться, що будь-яку деформацію у твердому пружному середовищі можна завжди уявити як результат накладення двох одночасних деформацій – деформації об'єму та зсуву. Таким чином, вивчення різних складних видів деформацій може бути зведено до дослідження цих двох основних видів.

Між напруженням і деформаціями існує зв'язок, що встановлюється законом Гука, згідно з яким величина деформації прямо пропорційна величині напружень.

Розглянемо як приклад пружний довгий брус круглого перерізу, що закріплений на нерухомій опорі (рис. 2.2).

До нижнього кінця бруса прикладено силу F . Умовимося, що довжина бруса до прикладення сили дорівнює l , а діаметр його – d . Унаслідок дії сили F розміри і форма бруса зміняться: він подовжиться на величину Δl , а діаметр його в той же час зменшиться на величину Δd . Між напруженням, що прикладено, та деформаціями, що виникають, згідно із законом Гука, існує пряма пропорційна залежність. Величина напруження σ , що діє на одиницю площі поперечного перерізу бруса, дорівнює $\sigma = \frac{4F}{\pi d^2}$, та, виходячи із закону Гука,

$$\Delta l = a\sigma, \quad \Delta d = b\sigma, \quad (2.1)$$

де a та b – коефіцієнти пропорційності.

Слід підкреслити, що величини a та b залежать не тільки від властивостей речовини, але й від розмірів бруса. Щоб коефіцієнти пропорційності характеризували лише пружні властивості речовини, запроваджують поняття про відносне подовження δl та відносне поперечне стиснення δd : $\delta l = \frac{\Delta l}{l}$, $\delta d = \frac{\Delta d}{d}$.

Якщо ми підставимо в ці формули вирази Δl та Δd з (2.1), то отримаємо

$$\delta l = \frac{a}{l}\sigma = \frac{1}{E}\sigma, \quad \frac{\delta d}{\delta l} = \nu. \quad (2.2)$$

Величина E називається *модулем поздовжнього розтягнення* (модуль Юнга – *Young's modulus*), величина ν – *модулем поперечного стиснення* (коефіцієнт Пуассона – *Poisson's ratio*). Модуль Юнга чисельно дорівнює силі, прикладеній до кінців бруса, що розтягується, за якої його початкова довжина внаслідок деформації зростає вдвічі. Для більшості гірських порід модуль Юнга змінюється в межах 15–196 ГПа.

Коефіцієнт Пуассона являє собою відношення поперечного стиснення бруса (чи іншого тіла) до його поздовжнього розтяг-

нення. У будь-яких пружних ізотропних середовищах виконуються співвідношення $0 \leq \sigma \leq 0,5$.

Коефіцієнт Пуассона зростає з глибиною від 0,253 у верхній корі до 0,279 у низах кори при максимальному значенні 0,283 на глибині 30 км. Середнє значення σ для континентальної кори товщиною в середньому 40 км дорівнює 0,265, а для океанічної кори його середнє значення дорівнює 0,300.

Коефіцієнт Пуассона можна обчислити за простою формулою

$$\sigma = \frac{k^2 - 2}{2(k^2 - 1)}, \quad (2.3)$$

де $k = \frac{v_p}{v_s}$, v_p , v_s – швидкості поширення відповідно поздовжніх і поперечних хвиль (англ. *velocity*).

Необхідно зауважити, що величини E та σ не залежать від розмірів і форми тіла, а також один від одного; вони характеризують лише пружні властивості речовини.

Закон Гука встановлено для ідеально пружних тіл. Він знаходить широке застосування, але слід підкреслити, що він не виконується для великих напружень. За умов, коли напруження перевищують межу пружності, закон Гука вже не діє та деформації зростають швидше, ніж напруження. Деформації, що виникли при цьому, не зникають повністю при знятті напружень. При подальшому зростанні напружень може бути досягнуто межу пластичності; перехід до пластичного режиму може призвести до зменшення деформації. Наприклад, при збудженні сейсмічних хвиль поблизу області вибуху виникають величезні напруження – закон Гука тут не може бути застосованим. Лише для областей, розташованих на деякій відстані від місця вибуху, де деформації виявляються достатньо малими, можна використовувати закон Гука.

2.2. ХВИЛЬОВЕ РІВНЯННЯ ДЛЯ ОДНОРІДНОГО ІЗОТРОПНОГО ПРУЖНОГО СЕРЕДОВИЩА. ПОЗДОВЖНІ ТА ПОПЕРЕЧНІ ХВИЛІ

Базуючись на законі Гука, який встановлює лінійний зв'язок між деформаціями та напруженнями, можна знайти фундаментальні співвідношення, що визначають умови динамічної рівноваги ідеально пружного середовища.

Рівняння динамічної рівноваги однорідного ідеально пружного ізотропного середовища має такий вигляд:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \operatorname{grad} \theta + \mu \Delta \vec{u} + \rho \vec{\chi}. \quad (2.4)$$

Це рівняння відоме як *рівняння Ламе*. У ньому ρ – густина середовища; λ, μ – пружні постійні Ламе; Δ – лапласіан; \vec{u} – вектор пружних зміщень, що визначає переміщення частинок середовища відносно їхнього положення рівноваги; цей вектор розглядається як функція координат x, y, z простору та часу t і характеризує збурення в середовищі внаслідок дії зовнішніх об'ємних сил $\vec{\chi}$; припускається, що сили $\vec{\chi}$ розподілені в просторі та залежать від часу; θ – дилатація або відносне об'ємне розширення визначається через компоненти вектора зміщень:

$$\theta = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = \operatorname{div} \vec{u}, \quad (2.5)$$

де U, V, W – складові вектора \vec{u} по осях координат.

Величина $G = \mu$ – модуль зсуву – характеризує відношення прикладеної напруги до кутового зсуву. Слід відзначити, що коефіцієнти Ламе можуть бути виражені через інші пружні постійні – модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона:

$$\lambda = \frac{\sigma E}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}. \quad (2.6)$$

З метою вивчення особливостей розподілу пружних збурень в однорідному середовищі за заданого розподілу збурювальних сил і за деяких додаткових умов треба відшукати рішення дифе-

ренційного рівняння (2.4). З цією метою представимо поле вектора зміщення \vec{u} у вигляді суми градієнта деякої скалярної функції ϕ і ротора деякої векторної функції $\vec{\psi}$ та припустимо, що об'ємні сили відсутні:

$$\vec{u} = \text{grad}\phi + \text{rot}\vec{\psi}. \quad (2.7)$$

Потенційне поле має скалярний потенціал $\phi(x, y, z, t)$, вихорне поле – вектор – потенціал $\vec{\psi}(x, y, z, t)$.

У результаті деяких математичних перетворень отримаємо диференційні рівняння, що визначають скалярний потенціал ϕ і векторний потенціал $\vec{\psi}$ поля \vec{u} :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta \phi = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{\psi} = 0. \quad (2.9)$$

Обидва рівняння схожі й відрізняються лише за значеннями постійних коефіцієнтів $\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$ і $\frac{\mu}{\rho}$ і за сенсом змінних величин ϕ і $\vec{\psi}$. Наявність незалежних одне від одного рівнянь (2.8) і (2.9) указує на існування в безмежному ідеально пружному середовищі двох незалежних видів збурень: деформацій зміни одиничного об'єму і форми. Тобто в такому середовищі розповсюджуються два типи пружних хвиль: поздовжня і поперечна, що вперше показали Остроградський і Пуассон. Один із цих видів пов'язаний з дією консервативних зовнішніх сил, інший – з дією векторних сил. Перший вид збурення – це *поздовжні хвилі P* (англ. *compression* або *longitudinal waves, P-waves*), другий вид збурення – *поперечні хвилі S* (англ. *shear* або *tangential waves, S-waves*). Слід підкреслити, що поперечні хвилі можуть існувати лише у твердих пружних середовищах.

Характерною особливістю поздовжньої хвилі є зміна елементарних об'ємів речовини, яка відбувається при її поширенні. Ця зміна – стиснення чи розширення речовини – завжди пов'язана з

поздовжньою хвилею. У зв'язку з цим поздовжню хвилю іноді називають хвилею дилатації чи хвилею стиснення (розширення).

На відміну від поздовжньої хвилі поперечна хвиля не пов'язана з дилатацією. Для неї характерні зміни форми (повороти) окремих елементарних об'ємів, які відсутні в поздовжніх хвилях. Таким чином, кожному типу хвиль відповідають повністю визначені види деформації. При розповсюдженні хвиль ці деформації не залежать одна від одної та кожна з них створює характерні рухи частинок середовища. Отже, у безмежному пружному середовищі існують і поширюються окремо поздовжні та поперечні хвилі.

Швидкість розповсюдження поздовжньої хвилі (v_p) може бути обчислена із співвідношення

$$v_p = \sqrt{(K + 4/3G) / \rho} = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}, \quad (2.10)$$

де K – модуль об'ємного стискання, G – модуль зсуву, E – модуль Юнга, σ – коефіцієнт Пуассона, ρ – густина.

Швидкість поширення поперечної хвилі (v_s) визначається із співвідношення

$$v_s = \sqrt{G / \rho} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\sigma)}}. \quad (2.11)$$

При діленні (2.10) на (2.11) отримаємо

$$\frac{v_p}{v_s} = k = \sqrt{\frac{2(1-\sigma)}{1-2\sigma}}. \quad (2.12)$$

Беручи до уваги, що коефіцієнт Пуассона σ для твердих порід має середнє значення 0,25, після підстановки його у (2.12) одержимо:

$$\frac{v_p}{v_s} = k = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,75}{0,5}} = \sqrt{3} = 1,732. \quad (2.13)$$

У переважній більшості гірських порід значення σ та $\frac{v_p}{v_s}$ вищі за середні.

Запитання для самоконтролю

1. Охарактеризуйте об'єкт дослідження сейсмозвідки.
2. Який закон виражає залежність між напругами та деформаціями?
3. Чим визначається швидкість розповсюдження пружної хвилі в геологічному середовищі?
4. Охарактеризуйте ідеально пружне тіло.
5. Опишіть такі величини: модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона.
6. Охарактеризуйте рівняння динамічної рівноваги.
7. Опишіть особливості розповсюдження поздовжніх і поперечних хвиль.
8. Виразіть в аналітичному вигляді поздовжні та поперечні хвилі із застосування пружних модулів.

Розділ 3

СЕЙСМІЧНІ ХВИЛІ В ОДНОРІДНИХ ІЗОТРОПНИХ ПРУЖНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

В основі класичної сейсморозвідки лежать закони геометричної сейсміки, які аналогічні законам геометричної оптики. Основними законами геометричної або променевої сейсміки є принципи Гюйгенса і Ферма та закони відбиття і заломлення сейсмічних хвиль. У геометричній сейсміці сейсмічна хвиля в однорідному ізотропному пружному середовищі розповсюджується прямолінійно, при цьому нехтують дифракційними явищами або ж припускають як достатньо малі.

3.1. СФЕРИЧНА ПОЗДОВЖНЯ ПРУЖНА ХВИЛЯ ВІД ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА

Уявімо собі, що в деякій точці O пружного ізотропного середовища відбувся вибух (рис. 3.1). Тоді викликана ним об'ємна (поздовжня чи поперечна) хвиля починає поширюватися з деякою швидкістю v , величина якої залежить від фізичних властивостей середовища та типу хвилі. Короткочасне коливання частинок при проходженні хвилі відбувається при цьому в кожний момент часу всередині деякої

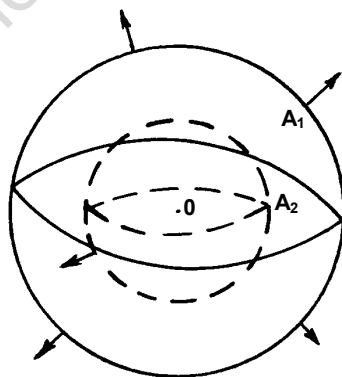


Рис. 3.1. Фронт хвилі: A_1 – передній фронт хвилі; A_2 – задній фронт хвилі

області, обмеженої двома замкненими поверхнями, які за умов однорідного середовища мають сферичну форму.

Увесь простір, що оточує джерело збурень (у даному разі вибух у точці), у кожний фіксований момент часу може бути розділений на три частини (рис. 3.2):

- 1) внутрішню сферу з радіусом $r_{\text{внутр}}$, у межах якої збурення від джерела вже припинились;
- 2) сферичний шар із внутрішнім радіусом $r_{\text{внутр}}$ і товщиною δr , в якому спостерігаються збурення;
- 3) зовнішню частину простору з мінімальним радіусом $r_{\text{зовн}}$, в яку збурення ще не досягли.

Поверхня, що обмежує зовні шар, в якому спостерігаються збурення, має назву *передній фронт* (скорочено *фронт*) хвилі.

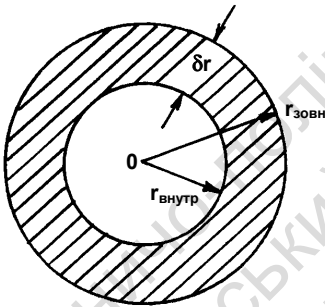


Рис. 3.2. Положення фронтів хвилі в середовищі у фіксований момент часу

Поверхня, яка обмежує збурений шар зсередини, називається *заднім фронтом* (*тилом хвилі*). Як уже відзначалося, ці поверхні є сферами, що й дало назву хвилі – *сферична*. Лінії, що виходять із джерела та скрізь є ортогональними до хвильових фронтів, мають назву *променів* (англ. *rays*). Промені збігаються з радіусами, що виходять з точки 0 (рис. 3.2).

Швидкість поширення обох фронтів у просторі однакова і залежить лише від властивостей ізотропного середовища – його пружних постійних (постійні Ламе – μ) та густини ρ . У випадку поздовжньої хвилі коливання (зміщення) часточок середовища відбувається лише в напрямку радіуса, тобто вздовж напрямку поширення хвилі.

Розглянемо зрушення вздовж одного із променів, що виходять із джерела 0, при постійних значеннях часу t_1 та t_2 (рис. 3.3).

Вісь абсцис – це відстань r , вісь ординат – зрушення часточок середовища від їхнього положення рівноваги.

Цей графік називається *профілем хвилі*. З урахуванням постійних значень часу t_1 та t_2 графік можна вважати миттєвим знімком коливань середовища, який висвітлює його стан у фіксований момент часу.

При $\delta r \leq r$ (нагадаємо, що δr на рис. 3.2 та рис. 3.3 являє собою шар, в якому спостерігаються збурення) профіль хвилі залишається постійним за формою. За помітних змін віддалі r відбувається зменшення величини зрушень часточок з віддаленням хвилі від джерела.

Точка на профілі хвилі, де спостерігається максимальне позитивне зрушення, називається *горбом хвилі*, протилежна їй точка, де спостерігається найбільше негативне зрушення – *западиною хвилі*. Відстань $\lambda_{\text{перев}}$ між сусідніми горбами чи западинами називається *позірною (переважною) довжиною хвилі* (рис. 3.3).

Тепер, на відміну від рис. 3.3, проаналізуємо зрушення довільних часточок A_1 та A_2 за постійних значень r_1 та r_2 при змінних значеннях t . По осі абсцис відкладемо час t , по осі ординат – зрушення u_p (рис. 3.4). Залежність u_p від часу t назвемо *графіком коливань*. Час t_1 – це час вступу хвилі (англ. *first arrival*) у

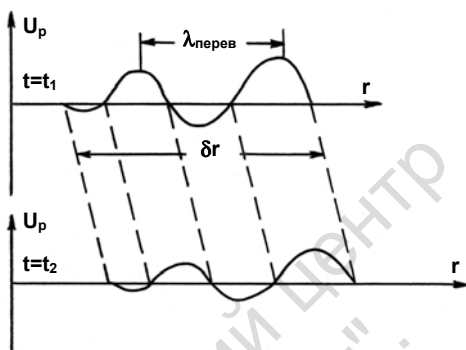


Рис. 3.3. Профілі хвилі в момент часу t_1 і t_2

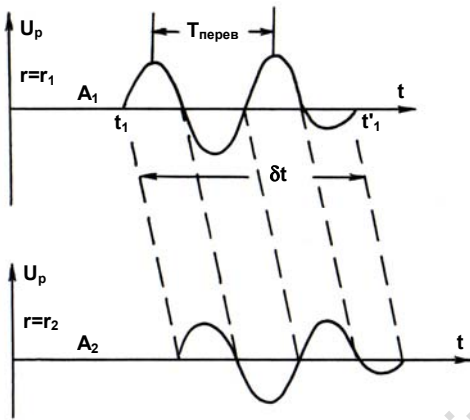


Рис. 3.4. Графік коливань хвилі у двох точках r_1 та r_2

даній точці. $t'_1 = t_1 + \delta t$ – це час припинення коливань, коли точку, де коливається часточка A_1 , проходить тил хвилі. Якщо розглянути іншу часточку A_2 , розташовану на тому ж радіусі на віддалі r_2 від джерела, то графік її коливань буде подібний першому (A_1). Водночас зрушення обох часточок (A_1 та A_2) за своєю величиною у відповідні моменти часу будуть обернено пропорційні до їхньої відстані від джерела. Найбільше відхилення часточки від положення рівноваги називається *позірною амплітудою коливань*. Проміжок часу між двома сусідніми максимумами чи мінімумами має назву *переважний період коливань* $T_{\text{перев}}$. При швидкості v_p і переважній довжині хвилі $\lambda_{\text{перев}}$

$$T_{\text{перев}} = \frac{\lambda_{\text{перев}}}{v_p}, \quad f_{\text{перев}} = \frac{v_p}{\lambda_{\text{перев}}}. \quad (3.1)$$

Величина, обернено пропорційна $T_{\text{перев}}$, визначає поняття *позірної переважної частоти* (англ. *frequency*)

$$f_{\text{перев}} = \frac{1}{T_{\text{перев}}} \quad (3.2)$$

або поняття *позірної (переважної) кругової частоти*

$$\omega_{\text{перев}} = 2\pi f_{\text{перев}}. \quad (3.3)$$

Зі співвідношень (3.1), (3.2), (3.3) отримаємо

$$\lambda_{\text{перев}} = \frac{v_p}{f_{\text{перев}}}, \quad (3.4)$$

$$\lambda_{\text{перев}} = 2\pi \frac{v_p}{\omega_{\text{перев}}}, \quad (3.5)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad (3.6)$$

де k – хвильове число (просторова частота, англ. *spatial frequency*).

3.2. ПЛОСКА ПОЗДОВЖНЯ ХВИЛЯ

На дуже великих віддальх від джерела сферична хвиля поступово переходить у *плоску хвилю*. Пояснюється такий перехід тим, що радіус кривизни сферичного фронту поступово зростає, у результаті чого сфера вироджується в площину. У цьому випадку амплітуда зрушення u_p , що створюється хвилею, не залежить від відстані до джерела. Це пояснюється тим, що розходження фронту у плоскій хвилі за наявності паралельних променів відсутнє. На відміну від сферичної хвилі профіль плоскої хвилі при її розповсюдженні не змінюється. Форма та поле коливань такої хвилі у всіх точках є однаковими. Хвиля, що характеризується переліченими ознаками, має назву *плоскої однорідної хвилі*. Строго кажучи, плоска однорідна хвиля являє собою математичну абстракцію. Але слід узяти до уваги, що на великих відстанях від джерела реальні хвилі, що розглядаються чи вивчаються в обмежених областях простору, за своїми властивостями (а саме, практично паралельні промені та майже плоский фронт) дуже близькі до плоских хвиль. Це дає підставу в таких випадках ототожнювати реальні та плоскі хвилі, тим більше, що вивчення особливостей плоских хвиль часто виявляється значно простішою справою, ніж вивчення сферичних хвиль. Наприклад, у топографії вважають, що поверхня Землі на невеликих площах є плоскою і це не зава-

жає виконувати точні зйомки та складати на їхній основі кондиційні топографічні карти.

Виходячи з наведених міркувань, багато задач, пов'язаних з поширенням сферичної хвилі, вирішують, уявляючи її у вигляді сукупності плоских хвиль.

3.3. ХВИЛІ ВІД ДОВІЛЬНИХ ДЖЕРЕЛ У БЕЗМЕЖНОМУ ІЗОТРОПНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

3.3.1. Формула Кірхгофа. Формула Пуассона

Ми розглянули головні характеристики поширення сферичної поздовжньої хвилі вдалині від джерела. Для з'ясування фундаментальних особливостей поширення пружних хвиль різної природи (поздовжніх чи поперечних) слід розглянути джерела довільного типу.

На відміну від розглянутого прикладу поставимо таке завдання – визначити поле зрушень у межах зовнішнього відносно джерел простору, якщо відомі потенціал зрушення φ та його похідні $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$ і $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ на замкненій поверхні Q , що оточує область простору із джерелами U , V , W і т. д. Уперше цю задачу вирішив німецький вчений Кірхгоф у вигляді

$$\varphi(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi Q} \int [\varphi] \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{R} dQ - \frac{1}{4\pi Q} \int \left[\frac{\partial\varphi}{\partial n} \right] \frac{dQ}{R} - \frac{1}{4\pi v_p} \int \left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} \right] \frac{\partial R}{\partial n} \cdot \frac{dQ}{R}. \quad (3.7)$$

У формулі R – віддаль від точки спостереження A до будь-якої точки поверхні Q по якій виконується інтегрування, n – напрямком внутрішньої нормалі до поверхні Q , v_p – швидкість поздовжньої хвилі. Функцію у квадратних дужках слід брати не для часу t , що відповідає точці A , а для попереднього моменту $t' = t - \frac{R}{v_p}$, що відповідає поверхні Q .

Формула Кірхгофа дозволяє визначити потенціали зрушення в будь-якій точці $A(x, y, z)$, що лежить у зовнішній відносно джерел області простору, якщо задано значення функцій φ , $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ на поверхні Q , що оточує джерела (рис. 3.5, а). Формула показує, що зрушення в деякій точці складним чином визначаються зрушеннями в близьких до джерела точках простору в більш ранні моменти часу. За іншого розташування точки A відносно джерел із формули Кірхгофа можна отримати формулу Пуассона.

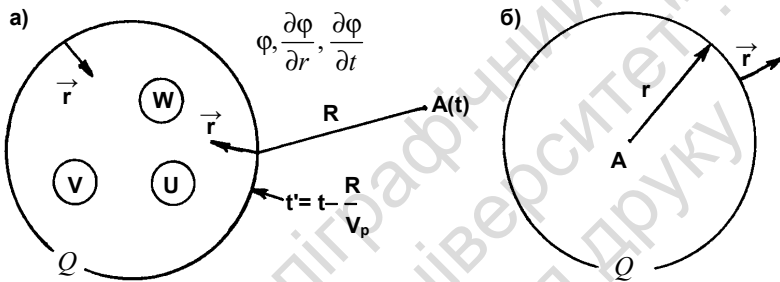


Рис. 3.5. До вирішення хвильового рівняння у випадку розподілених джерел: а – взаємне розташування джерел збудження на зовнішній поверхні згідно з формулою Кірхгофа; б – взаємне розташування джерел збудження на зовнішній поверхні згідно з формулою Пуассона

У цьому випадку поверхня Q , що відмежовує джерела, є поверхнею кулі, а точка $A(x, y, z)$, в якій визначається зрушення, розташована в її центрі (рис. 3.5, б). З урахуванням того, що у формулі Кірхгофа R трансформується в r (r – радіус кулі), отримуємо формулу Пуассона

$$\varphi(x, y, z, t) = t \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (t\bar{\varphi}) \right), \quad (3.8)$$

де $\bar{\varphi}$ та $\frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial t}$ середні значення функцій φ і $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ на поверхні кулі:

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{4\pi r^2} \int_Q \varphi dQ, \quad \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi r^2} \int_Q \frac{\partial\varphi}{\partial t} \cdot dQ. \quad (3.9)$$

3.3.2. Принцип Гюйгенса – Френеля. Принцип Ферма

Щойно розглянуті формули Кірхгофа та Пуассона можуть розглядатися як математичне вираження *принципу Гюйгенса – Френеля*, згідно з яким будь-яку точку хвильового поля можна вважати точковим джерелом коливань. Разом з принципом Ферма це є основні фундаментальні принципи геометричної сейсміки.

Збурення, що спостерігається в довільній точці A (рис. 3.5), за формулою Кірхгофа визначається як інтегральна сума збурень на поверхні Q , що поширюються до точки A зі швидкістю v_p . Із цього випливає, що точки поверхні Q можна розглядати як вторинні джерела збурення. Вторинні хвилі, що поширюються від цих джерел в усіх напрямках, накладаються одна на одну, утворюючи в зовнішньому відносно поверхні Q просторі сумарне збурення. Воно збігається зі збуренням, яке створюється дійсними джерелами, обмеженими поверхнею Q .

Принцип Гюйгенса встановлює, яким чином у середовищі, в усіх точках якого відома швидкість поширення хвиль, можна побудувати сукупність фронтів хвиль (сімейство ізохрон), якщо відомо положення фронту AB в деякий момент часу (ізохрона) (рис. 3.6). Згідно з принципом Гюйгенса кожна точку, розташовану на поверхні заданого фронту або ізохрони, слід розглядати як самостійне елементарне джерело коливань. Будуючи хвильові fronti із центрами, розташованими на заданому фронті (рис. 3.6), можна визначити положення фронту $A'B'$ у близький момент часу $t = t_1 + \Delta t$ (сусідня ізохрона) як поверхні, що огинає всі елементарні fronti. Переходячи таким чином від одного положення фронту до другого, можна побудувати сімейство ізохрон і в результаті вивчити особливості поширення фронту хвилі.

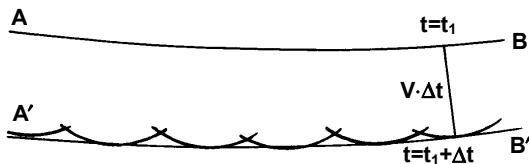


Рис. 3.6. Продовження хвильового фронту за допомогою принципу Гюйгенса

Незважаючи на те, що, як встановлено Гюйгенсом, кожна точка хвильового фронту розглядається як самостійне джерело коливань,

розповсюдження хвиль у безмежному середовищі не є хаотичним. Навпаки, хвильове поле поширюється достатньо впорядковано за принципом, сформульованим Гюйгенсом і Френелем (принцип Гюйгенса – Френеля). Згідно з цим принципом хвильове збурення в будь-якій точці середовища можна розглядати як результат інтерференції елементарних вторинних хвиль, що збуджуються кожним елементом хвильової поверхні. Керуючись цим принципом, Френель розробив спосіб розрахунку хвильового поля: нехай плоска монохроматична хвиля із частотою ω поширюється в напрямку осі Z , причому її потенціал зрушення φ дорівнюватиме

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{j\omega\left(t - \frac{Z}{v}\right)}. \quad (3.10)$$

У момент часу t її хвильова поверхня збігається з нескінченною площиною Q (рис. 3.7). Треба обчислити поле в точці A , що розташована на відстані h від площини Q . Для цього проведемо з центром у точці A сфери радіусами $h + \frac{\lambda}{2}$, $h + \lambda$, $h + \frac{3}{2}\lambda, \dots, h + \frac{m\lambda}{2}$ (λ – довжина хвилі), які перетнуть площину Q по концентричних колах із центром у точці N . Кожна пара сусідніх кіл виділяє на площині Q кільце, що має назву зона Френеля (рис. 3.7).

Круг, що оточує точку N , називають першою зоною, сусіднє кільце – другою зоною і т. д. Користуючись формулою Кірхгофа (3.7), підсумуємо значення потенціалу зрушення φ та його похідних $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ уздовж поверхні Q , що може бути зведено до

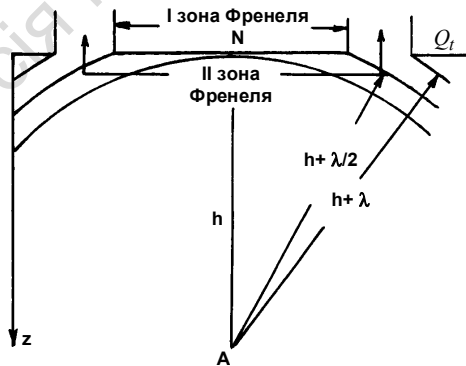


Рис. 3.7. Зона Френеля

підсумовування коливань, вирахованих окремо для кожної зони. Але зони Френеля виділено з інтервалом у $\frac{\lambda}{2}$ і тому коливання, що збуджуються сусідніми зонами, у точці A мають протилежні фази і взаємно послаблюють одне одного. Із цього випливає, що хвильове поле, яке спостерігається в точці A , може розглядатися як результат впливу лише елементарних джерел, розташованих у половині першої зони. Коли виконується умова

$$h \gg \lambda, \quad (3.11)$$

то радіус зони Френеля

$$r_m = \sqrt{m\lambda h}. \quad (3.12)$$

При $m=1$ хвильове поле, що спостерігається в точці A , утворюється не дією всієї поверхні Q , а лише її невеликою об-

ластю з радіусом $r_m = \sqrt{\frac{\lambda h}{2}}$, яка оточує точку N . Цей результат визначає *властивість локальності*, яка полягає в тому, що хвильове поле, яке спостерігається в довільній точці середовища, визначається особливостями структури хвильового поля в деякій вузькій області, що прилягає до променя, який проходить через цю точку.

У реальних умовах величина r_m при $m=1$ визначається сейсмогеологічними умовами та ступенем детальності досліджень. Так, наприклад, при глибинних сейсмічних зондуваннях і роботах методом спільної глибинної точки на Українському щиті r_m для субвертикальних відбиттів від поверхні розділу Мохоровичича ($\lambda = 5 \div 12$ Гц, $h_m = 35 \div 55$ км) змінюється в межах 3,0–6,0 км. Забігаючи дещо наперед, відзначимо, якщо протяжність чи довжина відбивного елемента менша за r_m (у нашому випадку це 3,0–6,0 км), то від нього формується неповне або часткове відбиття зі зниженою амплітудою.

Принцип Гюйгенса – Френеля, математично виражений формулою Кірхгофа, має широке застосування в сейсмічній розвідці при обробці та інтерпретації матеріалів досліджень. Цей принцип служить також як теоретична основа способів побудови сейсмічних розрізів.

Принцип Ферма чи принцип найменшого часу встановлює важливу властивість сейсмічних променів, згідно з якою час пробігу хвилі вздовж променя від однієї точки до другої є мінімальним порівняно з іншими можливими шляхами.

Принцип Ферма можна вивести із формули Пуассона. Виходячи з поняття про промінь як про лінію, повсюдно нормальну до поверхні фронту хвилі, визначимо основні умови, яким мають задовольняти промені. Уявімо собі, що в якийсь момент часу t_1 збурення захопило деяку область W , обмежену з усіх боків поверхнею Q (рис. 3.8). Скористаємось формулою Пуассона для визначення часу t приходу фронту хвилі в деяку точку O за межами області W .

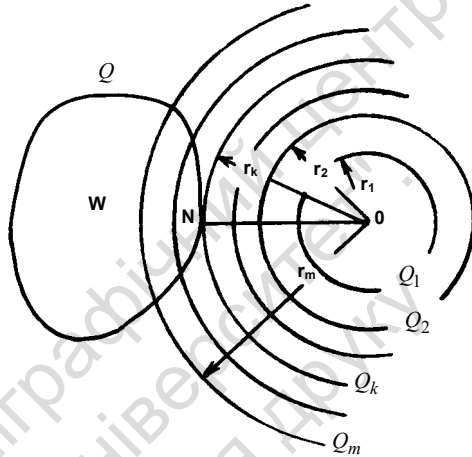


Рис. 3.8. Принцип Ферма

Скористаємось формулою Пуассона для визначення часу t приходу фронту хвилі в деяку точку O за межами області W .

Із центром у точці O побудуємо концентричні сфери $Q_1, Q_2, \dots, Q_k, \dots, Q_m$, що мають радіуси, які зростають відповідно $r_1, r_2, \dots, r_k, \dots, r_m$. У результаті визначення середніх значень функцій ϕ та $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ на поверхнях цих сфер і використання формули Пуассона можна знайти збурення в точці O у різні моменти часу. В умовах малих значень радіуса r сфери ще не досягають поверхні Q , а це означає, що вони ніде не перетинають область з відмінними від нуля збуреннями. Для цих сфер середні значення функцій ϕ та $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ будуть, таким чином, дорівнювати нулю. Це свідчить, що в точці O у відповідні (малі) моменти часу збурення відсутні. Але

серед множини сфер є одна (Q_k), що вперше торкається поверхні Q в деякій її точці (N). Радіус цієї сфери дорівнює $r_k = ON$. За цих умов для сфери Q_k середні значення функцій ϕ та $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ уже є відмінними від нуля, причому у відповідний момент часу $t = t_1 + \frac{r_k}{v_p}$ у точці O уперше буде зафіксовано збурення.

Прямолінійний відрізок ON являє собою найкоротшу відстань від точки O до області збурення Q і час поширення хвилі вздовж цього шляху буде найменшим з усіх можливих часів. Але згідно з нашим визначенням цей відрізок (ON) являє собою промінь через те, що він є перпендикулярним до поверхні фронту Q . Із цього є всі підстави зробити висновок, що час пробігу хвилі вздовж променя є найменшим порівняно з часом пробігу вздовж будь-якого іншого шляху. У цьому полягає принцип Ферма в його найпростішій формі.

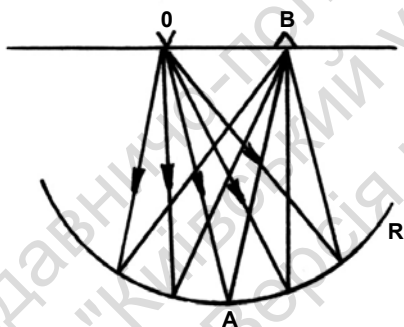


Рис. 3.9. До обґрунтування принципу Ферма як принципу стаціонарного часу

порівнюючи з часом її проходження вздовж інших можливих шляхів (рис. 3.9).

Принцип Ферма так само, як і принцип Гюйгенса – Френеля має велике значення при вирішенні кінематичних задач. З цим принципом тісно пов'язано поняття променя, яке також

Слід зауважити, що принцип Ферма можна розглядати не лише як принцип мінімального часу, а в більш широкому сенсі – як принцип стаціонарного часу. Так, наприклад, при відбитті від увігнутої межі R з великою кривизною (радіус кривизни менший за глибину межі) час пробігу хвилі вздовж променя OAB є максимальним,

має важливе значення через те, що промені при постановці та вирішенні багатьох динамічних задач можна розглядати як лінії, уздовж яких поширюється в середовищі енергія пружної хвилі. У випадку неоднорідного середовища принцип Ферма теж знаходить своє застосування – цей принцип дозволяє визначити форму променів шляхом вирішення відповідної варіаційної задачі.

3.4. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПЛОСКИХ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ В ОДНОРІДНОМУ АНІЗОТРОПНОМУ БЕЗМЕЖНОМУ ПРУЖНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Однорідні пружні середовища можуть бути ізотропними та анізотропними. *Однорідним ізотропним середовищем* називають таке середовище, пружні властивості якого не залежать не лише від його просторових координат, але й від напрямку. *Однорідним анізотропним пружним середовищем* називають таке пружне середовище, пружні властивості якого не залежать від просторових координат, але залежать від напрямку. Пружні властивості анізотропного середовища описуються тензорами. Анізотропія пружних властивостей середовища має значний вплив на закономірності розповсюдження пружних хвиль. Зокрема, вона приводить до анізотропії в розповсюдженні швидкостей пружних хвиль та до прояву поляризаційних ефектів.

3.4.1. Закон Гука для анізотропного середовища

Беручи до уваги, що напруги σ_{ij} і деформації ε_{kl} визначаються симетричними тензорами другого рангу, тоді для ідеально пружного тіла залежність між компонентами тензора напруг і тензора деформацій буде лінійною. Узагальнений *закон Гука* для анізотропного пружного середовища можна сформулювати так: компоненти тензора напруг у заданій точці тіла є

лінійними й однорідними функціями всіх компонент тензора деформацій, тобто

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (3.13)$$

де C_{ijkl} – симетричний тензор четвертого рангу, який називається *тензором пружних постійних*. Він має 81 пружну постійну, але внаслідок його симетричності по лівій і правій парах індексів і при їхній перестановці кількість незалежних пружних постійних скорочується до 21.

При практичному застосуванні цього закону найчастіше користуються його записом у матричній символіці

$$\sigma_m = C_{mn} \epsilon_n, \quad (3.14)$$

де C_{mn} – матрична форма позначень тензора пружних постійних, в якій індекси m, n пробігають значення від 1 до 6. Отже, у цьому випадку ми маємо справу з квадратною матрицею розмірності $[6 \times 6]$, яка має 36 елементів. Завдяки симетричності цієї матриці маємо знову ж таки 21 пружну постійну.

Унаслідок симетрії структури анізотропного середовища відповідно до принципу симетрії Неймана – Кюрі пружна симетрія має збігатися або ж бути підгрупою точкової групи симетрії його структури. Це означає, що кількість незалежних компонент матриці пружних постійних в середовищах різної симетрії може змінюватися. У середовищі сферичної симетрії, тобто ізотропному середовищі, незалежними будуть лише дві пружні постійні:

$$C_{11} = C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu,$$

$$C_{12} = C_{13} = C_{23} = \lambda,$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu,$$

$$C_{11} - C_{12} = 2C_{44}.$$

У середовищі ромбічної симетрії незалежними є дев'ять пружних постійних, а в середовищі поперечно-ізотропної симетрії – п'ять.

3.4.2. Рівняння Гріна – Крістоффеля

Основні закономірності розповсюдження плоских монохроматичних пружних хвиль в однорідному анізотропному безмежному пружному середовищі можна описати за допомогою *рівняння Гріна – Крістоффеля*:

$$(G_{il} - \rho v^2 \delta_{il}) U_l = 0, \quad (3.15)$$

де $G_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$ – додатно визначений симетричний тензор другого рангу, який називають *тензором Крістоффеля*; n_j – компоненти одиничного вектора хвильової нормалі, який вказує напрямки розповсюдження хвилі; U_l – компоненти вектора пружних зміщень; v – фазова швидкість, яка характеризує швидкість розповсюдження фронту плоскої монохроматичної пружної хвилі, тобто поверхні рівних фаз; δ_{il} – одиничний тензор Кронекера.

Із розв'язку рівняння (3.15) знаходимо, що в будь-якому напрямку хвильової нормалі однорідного анізотропного пружного середовища розповсюджуються три хвилі з різними величинами фазової швидкості й ортогональними векторами пружних зміщень. Хвиля з найбільшою фазовою швидкістю v_1 , вектор пружних зміщень якої утворює найменший кут з напрямком хвильової нормалі, називається *квазіпоздовжньою хвилею*, а дві інші хвилі з ортогональними векторами поляризації v_2 , v_3 – *квазіпоперечними хвилями*. Причому хвиля, яка має більшу величину фазової швидкості, називається "швидкою", а найменшу фазову швидкість – "повільною" квазіпоперечною швидкістю.

Отже, закономірності розповсюдження пружних хвиль в ізотропному та анізотропному пружному середовищі суттєво відрізняються. Причому ці відмінності зводяться не лише до того, що в анізотропному пружному середовищі фазові швидкості залежать від напрямку розповсюдження хвилі, а в ізотропному пружному середовищі фазові швидкості однакові в усіх напрямках. Проведемо спочатку в узагальненому вигляді порівняння закономірностей розповсюдження пружних хвиль в ізотропному і анізотропному пружному середовищах.

Пружні хвилі при розповсюдженні в ізотропному середовищі в будь-якому напрямку хвильової нормалі характеризуються такими закономірностями:

1. Одна із трьох ізоортогональних пружних хвиль є завжди поздовжньою і вектор пружних зміщень її паралельний напрямку розповсюдження хвилі, тобто колінеарний вектору хвильової нормалі.

2. Уздовж кожної хвильової нормалі розповсюджуються поперечні хвилі з ортогональними векторами пружних зміщень і ортогональними вектору хвильової нормалі та вектору пружних зміщень поздовжньої хвилі.

3. Величини фазових швидкостей поперечних хвиль однакові, але за величиною вони менші за фазову швидкість поздовжньої хвилі.

4. Уздовж кожної хвильової нормалі вектори пружних зміщень і променевої швидкості поздовжньої хвилі паралельні напрямку вектора хвильової нормалі.

5. Уздовж кожної хвильової нормалі фазові й променеві швидкості однакові.

В однорідному анізотропному середовищі жодна із зазначених властивостей в загальному випадку не виконується. Проте це не виключає існування в будь-якому анізотропному середовищі окремих напрямків, уздовж яких пружні хвилі мають одну або декілька, або ж усі згадані вище властивості. Крім того, наявність властивості анізотропного пружного середовища поляризувати хвилі, що в них розповсюджуються внаслідок наявності лише дозволених власних напрямків пружних зміщень пружних хвиль, означає: якщо напрямки поляризації хвиль, що збурюються джерелом коливань, не узгоджується з дозволеними напрямками пружних зміщень анізотропного середовища, то поляризація буде змінюватися цим середовищем. Особливо складні інтерференційні картини спостерігатимуться при реєстрації хвиль поперечної поляризації.

3.5. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ У НЕІДЕАЛЬНО ПРУЖНОМУ СЕРЕДОВИЩІ. ПОГЛИНАННЯ ЕНЕРГІЇ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ

Спостереження за розповсюдженням пружних хвиль у твердих тілах і рідинах свідчать, що навіть у випадку хвиль з малими амплітудами пружних зміщень відбувається *поглинання* або *дисипація потенціальної енергії* деформації хвилі. Дисипація енергії пружної хвилі виникає внаслідок неідеальної пружності середовища. У межах теорії ідеальної пружності описати явище дисипації енергії неможливо. В ідеально пружному лінійному середовищі жодних втрат енергії не може бути. Енергія пружної хвилі зменшується з відстанню лише за рахунок геометричного розходження фронту хвилі. У неоднорідному середовищі додаткові втрати енергії хвилі пов'язані з розсіюванням енергії хвилі на неоднорідностях різного масштабу, які залежать від співвідношення між довжиною хвилі й розміром неоднорідностей середовища.

Формально для існування поглинання енергії пружної хвилі необхідно, щоб напруги або деформації чи напруги і деформації одночасно залежали від часу. Тоді при лінійній залежності між напругами і деформаціями унаслідок зсуву фаз між напругами і деформаціями з'являються незворотні втрати енергії пружної хвилі. Якщо напруги і деформації змінюються за гармонічним законом

$$\sigma^* = \sigma_0 e^{i\omega t}, \quad (3.16)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \delta)}, \quad (3.17)$$

де σ_0 , ε_0 – постійно діючі напруги; δ – кут запізнення по фазі деформацій, то лінійна залежність між напругами і деформаціями має такий вигляд:

$$\sigma^* = M^* \varepsilon^*. \quad (3.19)$$

Одержаний таким чином модуль пружності M^* буде комплексним модулем пружності

$$M^* = M_1 + i M_2, \quad (3.20)$$

де $M_1 = \sigma_0 / \varepsilon_0 \cos \delta$ збігається за фазою з деформаціями і називається модулем накопичення енергії в результаті деформації;

$M_2 = \sigma_0 / \varepsilon_0 \sin \delta$ не збігається за фазою з деформацією і називається *модулем дисипації енергії* в результаті деформації й характеризує незворотні втрати енергії пружної хвилі.

Залежність між ними можна навести у вигляді

$$\operatorname{tg} \delta = M_2 / M_1 . \quad (3.21)$$

Із формули (3.21) видно, що величина $\operatorname{tg} \delta$ характеризує незворотні втрати енергії хвилі за один період коливань унаслідок непружності середовища, в якому розповсюджується пружна хвиля. Тому величину δ називають внутрішнім тертям, яка зв'язана з параметром механічної добротності матеріалів Q простим співвідношенням

$$Q = \pi / \delta . \quad (3.22)$$

Величина Q характеризує відстань у довжинах хвилі, яку має пройти хвиля в середовищі, щоб її енергія зменшилась в e^π разів порівняно з початковим значенням.

Заяпитання для самоконтролю

1. Опишіть сферичну поздовжню пружну хвилю від точкового джерела.
2. Як визначається період коливань, позірна та просторова частоти хвилі?
3. Що таке плоска поздовжня хвиля?
4. Що описує формула Кірхгофа?
5. Що описує формула Пуассона?
6. Дайте характеристику принципу Гюйгенса – Френеля.
7. Дайте характеристику принципу Ферма.
8. Що таке зона Френеля і яким чином вона визначається?
9. Охарактеризуйте закон Гука для анізотропного середовища.
10. Що описує рівняння Гріна – Крістоффеля?
11. Опишіть особливості розповсюдження пружних хвиль в ізотропному середовищі.
12. Охарактеризуйте розповсюдження пружних хвиль у неідеально пружному середовищі та поглинання енергії пружних хвиль.

Розділ 4

СЕЙСМІЧНІ ХВИЛІ В НЕОДНОРІДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Основне завдання сейсмозвідки полягає у виявленні та вивченні різномасштабних неоднорідностей геологічного середовища, які складаються гірськими породами різного петрографічного і хімічного складу, мають різні пружні властивості та густину. Для вирішення цього завдання застосовують різні сейсмічні моделі.

Слід підкреслити, що одне й те саме геологічне середовище залежно від специфіки досліджень і співвідношення між розмірами неоднорідностей та довжиною хвилі може бути апроксимовано чи представлено різними сейсмічними моделями. Найбільш поширеними з них є такі типи моделей:

1) *шарувата* модель (іноді шарувато-блокова), яка відтворює багат шарову будову геологічних товщ, а також наявність у них блоків (лінз, діапірів, соляних, інтрузивних масивів і т. п.); швидкості на межах шарів (верств) чи блоків відрізняються; самі шари чи блоки можуть бути однорідними або градієнтними;

2) *неперервна* модель (якщо властивості змінюються в одному напрямку – *градієнтна*), що відтворює поступову зміну властивостей в результаті зміни термодинамічних умов, літологічного заміщення, зміни хімічного складу і т.д.;

3) *гетерогенна* модель (багатофазова), яка відбиває зернисту будову геологічних порід, наявність у них тріщин і пор, заповнених рідинами та газами.

4.1. СЕЙСМІЧНІ ХВИЛІ В СЕРЕДОВИЩІ З ОДНІЄЮ МЕЖЕЮ

Уявімо собі середовище, що являє собою дві однорідні області, розмежовані поверхнею поділу. За таких умов, вирішуючи завдання про поширення сейсмічних хвиль, необхідно обов'язково враховувати граничні умови, які встановлюють зв'язок між деформаціями по обидва боки від межі, що розділяє два середовища.

Граничні умови. По-перше, при переході через межу, що розділяє два середовища, напруження та деформації мають бути неперервними. Напруження, що спостерігаються на малих площинках, перпендикулярних до межі, повинні бути однакові на обидва боки від неї. За невиконання цієї умови нескінченно тонкий шар поблизу межі піддавався б дії якоїсь кінцевої сили, що надавала б йому прискорення, яке прямувало б до нескінченності. Ті ж самі вимоги чинні також до тангенціального напруження.

По-друге, в аналогічній ситуації нормальна і тангенційна складові зрушення мають бути також неперервними. За невиконання цієї умови на межі двох середовищ могли б спостерігатися майже фантастичні й тому неможливі явища:

- 1) одне середовище відокремлювалось би від іншого, у результаті чого між ними утворився б безповітряний простір;
- 2) одне середовище, навпаки, проходило б в інше середовище;
- 3) два середовища по обидва боки від межі рухались би по-різному, у результаті чого одне з них ковзало б відносно іншого.

4.1.1. Відбиття та заломлення плоских хвиль

Розглянемо задачу про падіння на плоску межу R двох однорідних областей W_1 і W_2 плоскої поздовжньої хвилі P_1 . Фазові поверхні хвилі P_1 , що має синусоїдальний характер, становлять з віссю x кут падіння α (рис. 4.1). v_{p_1} , v_{s_1} , v_{p_2} , v_{s_2} – швидкості поширення поздовжніх і поперечних хвиль у середовищах W_1 та W_2 .

Зрозуміло, що падіння хвилі на межу створює збурення в обох областях (середовищах). Загалом виникають чотири вторинних хвилі – у першому середовищі (W_1) це поздовжня P_{11} та поперечна P_1S_1 хвилі, у другому середовищі (W_2) це поздовжня P_{12} та поперечна P_1S_2 хвилі (рис. 4.1). Хвилі P_{11} та P_1S_1 , які залишились у першому середовищі (W_1), мають назву *відбиті*. Хвилі P_{12} та P_1S_2 , які пройшли із середовища W_1 у середовище W_2 , мають назву *прохідні хвилі* (рис. 4.1).

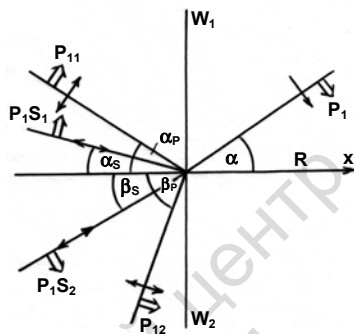


Рис. 4.1. Відбиття та проходження плоскої **хвилі-хвильові** поверхні падаючої хвилі P_1 та спряжених хвиль; подвійні стрілки вказують напрямки коливань часточок середовища, великі стрілки – напрямком поширення хвильових поверхонь

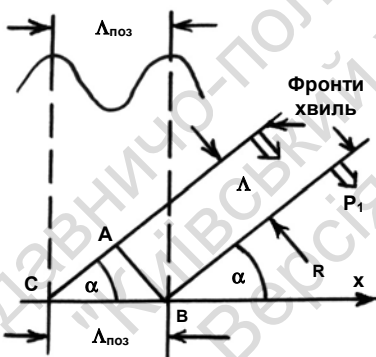


Рис. 4.2. Схема, яка пояснює позірну довжину хвилі

відстань між двома сусідніми максимумами (чи мінімумами), визначена вздовж межі (вісь x), дорівнює

$$\Lambda_{\text{поз}} = \frac{\Lambda}{\sin \alpha}, \quad (4.1)$$

Через те, що падаюча хвиля має синусоїдальний та стабілізований характер (плоска хвиля), збуджені нею вторинні (відбиті та прохідні) хвилі, з урахуванням граничних умов, також є синусоїдальними і характеризуються тим же періодом коливань T . Через неперервність зрушень періоди T усіх хвиль, визначених уздовж межі, мають бути також однаковими. Із трикутника CAB (рис. 4.2)

де $\Lambda_{\text{поз}}$ – це позірна довжина хвилі вздовж межі. Періодичність усіх розглядуваних хвиль уздовж межі буде однаковою лише за однаковою для них $\Lambda_{\text{поз}}$. Виходячи із цього,

$$\frac{\Lambda_{p11}}{\sin \alpha_p} = \frac{\Lambda_{p12}}{\sin \beta_p} = \frac{\Lambda_{p1s1}}{\sin \alpha_s} = \frac{\Lambda_{p1s2}}{\sin \beta_s} = \frac{\Lambda_{p1}}{\sin \alpha}, \quad (4.2)$$

де α_p , α_s , β_p , β_s – кути між фазовими поверхнями хвиль P_{11} , P_{1S1} , P_{12} , P_{1S2} і площиною R (вісь x).

Ураховуючи рівняння $\Lambda_{\text{поз}} = \frac{v_p}{f_{\text{поз}}}$ та рівність періодів T цих хвиль, маємо підстави замінити $\Lambda_{\text{поз}}$ в рівнянні (4.2) на v_p

$$\frac{v_{p1}}{\sin \alpha_p} = \frac{v_{p2}}{\sin \beta_p} = \frac{v_{s1}}{\sin \alpha_s} = \frac{v_{s2}}{\sin \beta_s} = \frac{v_{p1}}{\sin \alpha} = v_{\text{поз}}. \quad (4.3)$$

Ці співвідношення являють собою закон Снелліуса – закон відбиття та заломлення хвиль в узагальненій формі. Згаданий закон установлює залежність між напрямком фазових поверхонь (або фронтів) первинної (падаючої) та вторинних хвиль. Кути між фазовими поверхнями (або фронтами) відбитої хвилі з межею – це кути відбивання, кути між фазовими поверхнями (або фронтами) прохідної хвилі з межею – це кути заломлення. Крім того, кутом відбиття або заломлення є також кут між променем відповідної хвилі та нормаллю до межі.

Відношення з (4.3) – це позірні швидкості (англ. *apparent velocity*) поширення хвиль уздовж межі R . *Позірна швидкість* ($v_{\text{поз}}$) – це швидкість поширення максимуму (чи мінімуму або якоїсь іншої особливості) хвилі вздовж поверхні або лінії спостереження.

З відношення (4.3) випливає, що кут падіння хвилі на межу дорівнює куту її відбиття, якщо після акту відбиття хвиля не змінює своєї природи (напр., на межу впала поздовжня хвиля і потім відбилася від неї також поздовжня хвиля).

Закон Снелліуса вимагає рівності $v_{\text{поз}}$ падаючої та вторинних хвиль на межі.

Оскільки падаюча хвиля є плоскою, з рівняння (4.3) випливає, що кути відбивання та заломлення, як і кут падіння α , є

постійними. Отже, фазові поверхні вторинних хвиль являють собою площини.

Таким чином, при падінні плоскої хвилі на межу утворюються вторинні хвилі різних типів – поздовжні та поперечні хвилі. Вторинні хвилі того ж типу, що й падаюча хвиля, називаються *монотипними*, а вторинні хвилі, тип яких відрізняється від типу падаючої хвилі – *обмінними* (англ. *converted waves*) хвилями. Усі вторинні хвилі, що утворилися на межі при падінні на неї хвилі P_1 , називаються спряженими хвилями з хвилею P_1 на межі R . У загальному випадку при падінні на межу хвилі P_1 спостерігаються всі чотири спряжені хвилі.

Являє значний інтерес вивчення динамічних особливостей, зокрема амплітуд вторинних хвиль після реалізації акту відбиття чи заломлення. Так, знаючи амплітуди a_p падаючої хвилі та амплітуди відбитих a_{pp} чи прохідних b_{pp} хвиль, можна вирахувати коефіцієнти відбиття

$$A_{pp} = \frac{a_{pp}}{a_p}, \quad A_{ps} = \frac{a_{ps}}{a_p} \quad (4.4)$$

та коефіцієнти проходження (прозорості):

$$B_{pp} = \frac{b_{pp}}{a_p}, \quad B_{ps} = \frac{b_{ps}}{a_p}. \quad (4.5)$$

Коефіцієнти відбиття завжди за абсолютною величиною менші за одиницю, тоді як коефіцієнти проходження за певних умов, про які буде йтись далі, можуть бути більшими за одиницю.

Розглянемо деякі випадки відбиття та заломлення плоских хвиль.

4.1.1.1. Нормальне падіння хвилі

За нормального падіння хвиль фазові поверхні хвилі паралельні межі, тобто $\alpha = 0$. Маємо такі співвідношення між коефіцієнтами відбиття та проходження і величинами ρ (густина) та v :

$$1) \quad A_{ps} = B_{ps} = 0,$$

$$2) A_{pp} = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}, \quad B_{pp} = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}. \quad (4.6)$$

Добуток ρv характеризує *акустичну жорсткість* або *хвильовий опір середовища*.

Абсолютна величина A_{pp} визначається різницею акустичних жорсткостей середовищ, що контактують. Чим більша ця різниця, тим більша амплітуда відбитої хвилі. Абсолютна величина A_{pp} завжди менша за одиницю. При відбитті від більш жорсткого середовища ($\rho_2 v_2 > \rho_1 v_1$) коефіцієнт A_{pp} є додатним, разом із тим, відбита хвиля поширюється в напрямку, зворотному (тобто від'ємному) до напрямку хвилі, яка падає. Він указує на збереження полярності фаз хвилі при відбитті по нормалі від більш жорсткого середовища. Таким чином, із зон стиснення та розтягнення поздовжньої хвилі, що падає на межу, при відбитті формуються також зони стиснення та розтягнення. При відбитті від менш жорсткого середовища ($\rho_2 v_2 < \rho_1 v_1$) коефіцієнт A_{pp} є від'ємним, що разом зі зміною на 180° напрямку поширення означає зміну на половину періоду фази хвилі (обернення фази) при відбитті, тобто перетворення зон стиснення падаючої хвилі в зони розтягнення у відбитій хвилі, а зон розтягнення падаючої хвилі – у зони стиснення у відбитій хвилі. У випадку є рівності акустичних жорсткостей середовищ ($\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1$), при нормальному падінні відбита хвиля не виникає.

До коефіцієнта проходження B_{pp} слід висловити деякі зауваження. Якщо середовище, в якому поширюється прохідна хвиля, більш жорстке за те, в якому поширюється падаюча хвиля ($\rho_2 v_2 > \rho_1 v_1$), то амплітуда прохідної хвилі зменшується порівняно із хвилею, що падає на межу. В іншому випадку ($\rho_2 v_2 < \rho_1 v_1$) $B_{pp} > 1$, тобто амплітуда прохідної хвилі зростає порівняно з амплітудою хвилі, що падає на межу.

З п. 1 випливає, що у випадку нормального падіння існують лише монотипні спряжені хвилі. Вторинні хвилі, що змінюють свій тип при проходженні межі, не утворюються. Вони виника-

ють лише при похилому падінні, причому за малих значень кута падіння α їхня амплітуда пропорційна цьому куту.

Аналіз рівняння (4.6) показує, що відбита хвиля утворюється завжди за умови, коли $\rho_2 v_2 \neq \rho_1 v_1$.

Таким чином, відбиття хвилі має місце лише на межі поділу хвильових опорів, яка називається *відбивною межею*. Межі поділу швидкостей називаються швидкісними межами. Через те, що густина гірських порід змінюється в значно вужчих межах, ніж швидкість, звичайно швидкісні та відбивні межі збігаються.

З рівняння (4.6) випливає, що амплітуда відбитої хвилі залежить головним чином від співвідношення хвильових опорів по обидва боки від межі. Коли співвідношення велике, то утворюється інтенсивна відбита хвиля – відповідна до неї межа називається *сильною*. Якщо різниця хвильових опорів на межі невелика, то виникає відбита хвиля з малою амплітудою. Така межа називається *слабкою*.

4.1.1.2. Похиле падіння хвилі

За похилого падіння хвилі на межу двох середовищ коефіцієнт відбиття A_{pp} залежить не лише від співвідношення акустичних жорсткостей по обидва боки від межі, а й від кута падіння хвилі на межу. Слід зазначити, що аналітичне, або (що одне й те саме) графічне вираження такої залежності змінюється в досить широких межах залежно від характеру співвідношення швидкостей та густин середовищ. Один з таких випадків наведено на рис. 4.3.

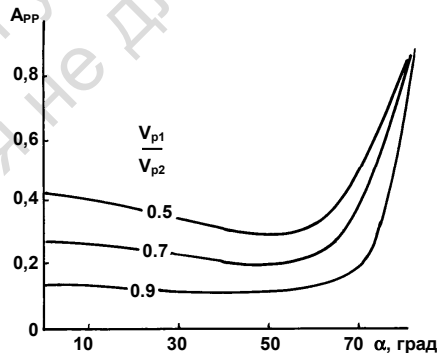


Рис. 4.3. Графіки коефіцієнтів відбиття: сімейство кривих залежності коефіцієнта відбиття A_{pp} від кута падіння

Розглянемо деякі найбільш поширені випадки співвідношення швидкостей на межі двох середовищ за похилого падіння хвилі.

4.1.1.3. Випадок $v_{p2} < v_{p1}$

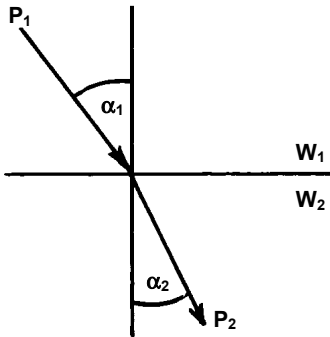


Рис. 4.4. Ілюстрація випадку,
коли $v_{p2} < v_{p1}$

З рівнянь (4.3) випливає, що кути заломлення всіх монотипних хвиль завжди менші за кут падіння (рис. 4.4).

Коефіцієнти відбиття та заломлення змінюються зі збільшенням кута падіння. При розповсюдженні імпульсних хвиль, що характерно для сейсмічного методу розвідки, форма коливань після відбиття та заломлення залишається подібною до форми коливань у хвилі, що падає на межу.

4.1.1.4. Випадок $v_{p2} > v_{p1} > v_{s2}$

На відміну від попереднього випадку кути заломлення всіх монотипних хвиль завжди більші за кут падіння (рис. 4.5). За таких умов зі збільшенням кута падіння α_1 до певного значення кут заломлення досягає величини 90° . Згідно із законом Снелліуса

$$\frac{v_{p1}}{\sin \alpha_1} = \frac{v_{p2}}{\sin \alpha_2},$$

цей вираз за умови, коли $\alpha_2 = 90^\circ$, набуває такого вигля-

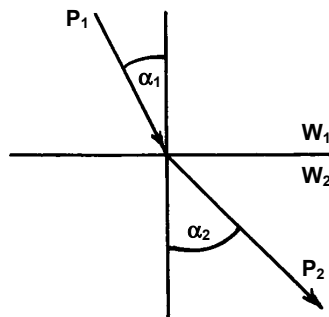


Рис. 4.5. Ілюстрація випадку,
коли $v_{p2} > v_{p1}$

ду: $\frac{v_{p1}}{\sin \alpha_1} = v_{p2}$ через те, що $\sin 90^\circ = 1$. Із цієї рівності визна-

чимо $\sin \alpha_1 = \frac{v_{p1}}{v_{p2}} = \sin i$. Кут i називається *критичним*

(англ. *critical angle*) (рис. 4.6).

При кутах падіння, що перевищують i , уся енергія відбивається в перше середовище (W_1 на рис. 4.6). Відбиття при таких

кутах падіння мають назву *закритичні відбиття* (англ. *overcritical reflections*).

Такі відбиття широко реєструються при регіональних дослідженнях методом ГСЗ. Слід зазначити, що дослідження, за яких спостереження виконуються неперервно від джерела збудження до відстані, де реєструються закритичні відбиття, в англійській літературі мають назву *wide angle observations* – дослідження при широких кутах спостереження.

Випадок $v_{p2} > v_{p1} > v_{s2}$ частіше за все зустрічається у практиці

сейсмічних досліджень. Це пов'язано з тим, що зі збільшенням глибини швидкості розповсюдження сейсмічних хвиль, як правило, зростають поступово чи стрибкоподібно. Але достатньо поширеними є й випадки, коли з глибиною на певному інтервалі швидкість зменшується – спостерігається інверсія швидкостей. Детальніше про це йтиметься в наступних розділах курсу.

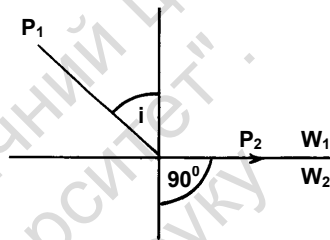


Рис. 4.6. Критичний кут падіння i

4.1.2. Відбиття та заломлення сферичних хвиль

Розглянемо *випадок відбиття сферичної поздовжньої хвилі*, що збуджується в точковому джерелі O . Межа поділу Q являє собою площину, що розділяє два середовища W_1 та W_2 . Джерело O розташовано на відстані h від межі поділу (рис. 4.7, а) і починає випромінювати коливання в момент часу $t = 0$.

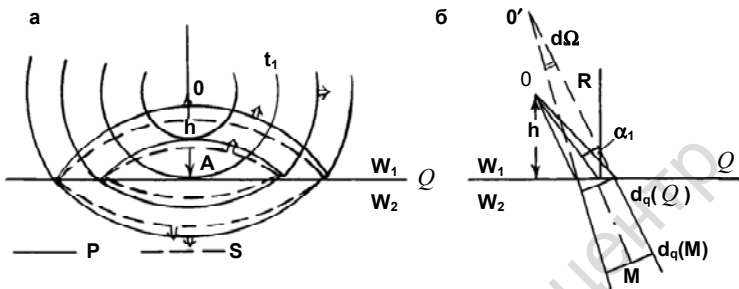


Рис. 4.7. Відбиття та проходження сферичної хвилі:

а – хвильові поверхні хвилі, що падає, і вторинних хвиль (стрілками показано напрямки поширення хвильових поверхонь); б – схема для визначення ефективного радіуса розходження

При збільшенні t ($t > 0$) від джерела поширюється пружна хвиля P_1 . У момент часу

$$t_1 = \frac{h}{v_{p1}}, \quad (4.7)$$

хвиля, що падає, уперше досягає межі Q у точці A . У цей момент часу на межі починають виникати вторинні відбиті та прохідні хвилі.

На відміну від плоскої хвилі у випадку падіння сферичної хвилі кут падіння на межу α виявляється змінним і може набувати значень від нуля до 90° . У різних точках різними виявляються також коефіцієнти відбиття та проходження. Промені сферичної хвилі не паралельні між собою. Беручи це до уваги, при обчисленні амплітуди коливань вторинних хвиль удалині від межі слід додатково враховувати їхню зміну внаслідок розходження (збільшення площі) хвильової поверхні з віддаленням від джерела. Для точок, достатньо віддалених від джерела, можна взяти, що амплітуда коливань є обернено пропорційною радіусу розходження (радіусу кривизни) хвильової поверхні.

Для будь-якого елемента хвильового фронту з площею поперечного перерізу d_q радіус розходження можна обчислити, про-

вівши через контур, що обмежує елемент d_q , промені, які утворюють променевою трубку з тілесним кутом $\alpha\Omega$ та вершиною O' (рис. 4.7, б). У цьому випадку еквівалентний радіус розходження визначається таким співвідношенням:

$$r_e = \sqrt{\frac{d_q}{d\Omega}}. \quad (4.8)$$

За визначеного r_e можна вирахувати амплітуду коливань $a_2(M)$ у точці M

$$a_2(M) = \frac{r_e(Q)}{r_e(M)} \cdot A(\alpha_1) \cdot a_1(Q), \quad (4.9)$$

де $r_e(M)$ та $r_e(Q)$ – значення радіусів розходження відповідно у точці M та поблизу межі Q (рис. 4.7, б), $A(\alpha_1)$ – коефіцієнт відбиття та проходження для кута падіння α_1 , $a_1(Q)$ – амплітуда коливань біля поверхні (межі Q), $a_2(Q) = A(\alpha_1) \cdot a_1(Q)$ – амплітуда коливань поблизу межі Q , що створюється вторинною хвилею.

Слід підкреслити, що у формулі для амплітуди $a_2(M)$ враховано як розходження хвильової поверхні $\left(\frac{r_e(Q)}{r_e(M)}\right)$, так і явище на межі (відбиття або проходження) ($A(\alpha_1)$). Такий прийом розрахунку називається *променевим методом* (англ. *ray tracing method*). Цей метод є наближеним способом вирішення динамічних задач шляхом розрахунку теоретичних сейсмограм, що часто застосовується при вирішенні зворотних задач геометричної сейсміки.

Променевий метод може бути застосовано для розрахунку полів зрушення хвиль, що мають криволінійні хвильові поверхні, та для вивчення проходження (або відбиття) хвиль через криволінійні межі.

Крім відбитих і прохідних хвиль, на межі двох середовищ виникають інші хвилі, що мають істотне значення. Розглянемо одну з таких хвиль, що утворюється, коли задовольняється умова

$$v_{p2} > v_{p1}. \quad (4.10)$$

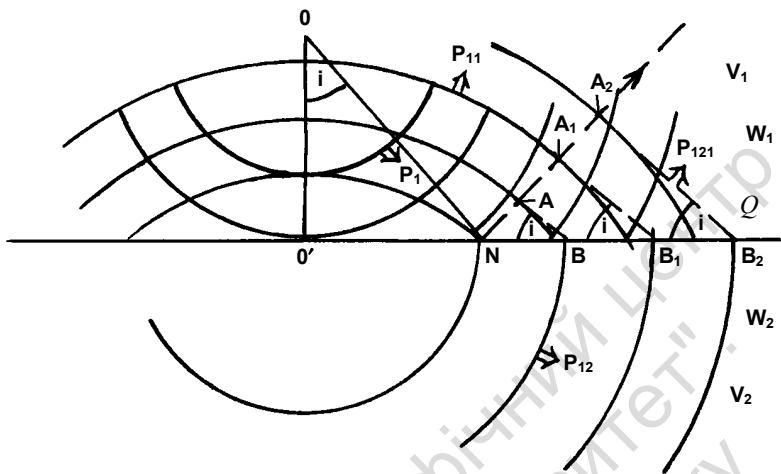
При падінні хвилі P_1 на межу Q в середовищі W_2 утворюється прохідна хвиля P_{12} , яка поширюється також уздовж межі Q (рис.4.8).

Згідно із законом Снелліуса позірна швидкість (v^*) хвилі P_{12} уздовж межі Q дорівнює позірній швидкості хвилі P_1 . Зі збільшенням кута падіння на межу Q хвилі P_1 її позірна швидкість зменшується від ∞ у точці 0 до v_{p_1} на нескінченно великій відстані від цієї точки. У точці $N = 00'$ (рис. 4.8) позірні швидкості обох хвиль зрівнюються, тобто $v_{p_1}^* = v_{p_{12}}^*$. Починаючи з цієї точки, хвиля P_{12} випереджає хвилю P_1 і поширюється далі самостійно. Згідно з принципом Гюйгенса це викликає утворення в середовищі вторинних хвиль. Розглянемо фізичний механізм їхнього утворення.

У момент часу t_0 у точці N починають поширюватись такі хвилі – одна вздовж межі Q – це хвиля P_{12} зі швидкістю $v_{p_{12}}$ та друга – відбита від межі Q – це хвиля P_{11} зі швидкістю v_{p_1} (рис. 4.8). Через проміжок часу Δt фронт хвилі P_{12} поширюється в точку B , хвилі P_{11} – у точку A ; через проміжок часу $2 \cdot \Delta t$ фронт хвилі P_{12} пошириться в точку B_1 , відповідно фронт хвилі P_{11} – у точку A_1 і т. д. Відрізок NB з ΔNAB пропорційний величині $v_{p_{12}}$, відрізок NA – величині v_{p_1} . Лінії AB , A_1B_1 , A_2B_2 з'єднують точки з однаковим часом приходу хвилі ($t_0 + \Delta t_m$) і являють собою фронти вторинної головної хвилі P_{121} . Відношення NA до NB , або

$$\frac{NA}{NB} = \frac{v_1}{v_2} = \sin i,$$

де i – критичний кут.



**Рис. 4.8. Виникнення головної хвилі:
хвильова поверхня падаючої хвилі (P_1), відбитої (P_{11}), прохідної (P_{12})
та головної (P_{121}) хвиль**

Таким чином, поширюючись у середовищі W_2 вздовж межі Q зі швидкістю v_2 , поздовжня хвиля P_{12} збуджує в середовищі W_1 поздовжню P_{121} та поперечну P_{12S_1} головні хвилі. Фронт поздовжньої хвилі P_{121} (рис. 4.8) становить з межею Q постійний кут

$$\sin i = \frac{v_{p1}}{v_{p2}}, \quad \sin i_{sp} = \frac{v_{s1}}{v_{p2}}. \quad (4.11)$$

Фронти хвилі P_{121} в однорідному середовищі W_1 при плоскій межі Q мають конічну форму – ці хвилі за формою їхнього фронту відносять до категорії конічних хвиль. Фронти конічних хвиль торкаються фронтів відповідних відбитих хвиль (рис. 4.8, точки A , A_1 та A_2). Межа, на якій задовольняється умова $v_{p2} > v_{p1}$, де утворюються головні хвилі, називається *заломлювальною межею*. Промінь головної хвилі, який проходить через точку N , де ця хвиля вперше виникла, має назву *початковий промінь головної хвилі*. Точка N називається *критичною* або *граничною*.

Експериментальні дослідження та розрахунки показують, що в багатьох випадках інтенсивність головної хвилі значно менша за інтенсивність хвилі, відбитої від цієї ж межі. Тому спостереження головних хвиль у реальних умовах може бути значно ускладнено. Класичним прикладом такого ускладнення є співвідношення інтенсивності відбитих і головних хвиль від межі поділу Мохоровичича. Через те, що головні хвилі в цьому випадку в кілька разів слабші за відбиті, в області критичної точки на сейсмограмах можна ідентифікувати лише відбиті хвилі. З віддаленням від джерела розпізнання головних хвиль від межі поділу Мохоровичича можливе, як правило, лише тоді, коли ці хвилі рееструються в перших вступях.

4.2. ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ. ХВИЛЯ РЕЛЕЯ

У безмежному пружному середовищі можуть існувати лише поздовжні та поперечні хвилі. Вони спостерігаються в будь-якій точці всього об'єму середовища, що оточує джерело коливань. Такі хвилі називаються *об'ємними*. Взагалі, об'ємна хвиля визначається як збудження, що поширюється в середовищі. Там, де є поверхня, що розділяє середовища з різними пружними властивостями, можуть поширюватися *поверхневі хвилі* (англ. *surface waves*). Головна особливість цих хвиль полягає в тому, що вони спостерігаються лише поблизу тієї поверхні (чи межі поділу), якій зобов'язані своїм існуванням.

Найбільш важливими для сейсмозвідки є *хвилі Релея* (англ. *Rayleigh Wave*), що поширюються вздовж вільної поверхні твердого середовища. "Вільна поверхня" – це контакт з вакуумом, адже пружні постійні й густина повітря настільки малі порівняно з відповідними значеннями для гірських порід, що земну поверхню можна наближено вважати за вільну поверхню.

У хвилі Релея одночасно відбуваються деформації об'єму та зсуву. З віддаленням від вільної поверхні інтенсивність хвилі швидко падає, причому найбільша частина енергії виявляється приуроченою до зони товщиною одну-дві довжини хвилі. Таким

чином, хвиля Релея існує лише в деякому досить тонкому шарі, що прилягає до межі. Ця хвиля поширюється вздовж вільної поверхні зі швидкістю $v_r = 0,9 \cdot v_s$. У хвилі Релея частинки середовища рухаються по еліптичних орбітах у напрямку, протилежному розповсюдженню хвилі.

З віддаленням від джерела хвиля Релея затухає повільніше, ніж об'ємні хвилі, тому вона виявляється на поверхні землі значно сильніше від об'ємних хвиль, але з глибиною її амплітуда швидко затухає. Саме поверхневі хвилі (хвиля Релея) створюють руйнівну дію при землетрусах. Цим пояснюється увага, з якою вчені-сейсмологи всього світу вивчають хвилю Релея.

4.3. СЕЙСМІЧНІ ХВИЛІ В СЕРЕДОВИЩАХ ІЗ ДЕКІЛЬКОМА МЕЖАМИ

У середовищі з декількома сейсмічними межами хвильова картина ускладнюється. Так, при падінні будь-якої із хвиль на одну лише межу поділу спостерігається розщеплення хвилі, що падає, на відбиті й прохідні хвилі (поздовжні та поперечні), іноді на головні та конічні хвилі. З кожним актом проходження наступної межі кількість новоутворених хвиль лавиноподібно зростає. Це призводить до неможливості окремого спостереження всіх новоутворених хвиль. Ці хвилі характеризуються, як правило, різною порівняльною інтенсивністю та витриманістю. Це спричиняє необхідність класифікувати хвилі за наведеними ознаками. Основна увага при цьому звертається на інтенсивні хвилі, які після актів відбиття та заломлення можуть спостерігатися на денній поверхні. Переважно такі хвилі вивчають при сейсморозвідці. Спеціальна модифікація сейсморозвідки – вертикальне сейсмічне профілювання (ВСП) вивчає у свердловинах хвилі, що можуть не спостерігатись на денній поверхні.

4.3.1. Багат шарове середовище. Товсті та тонкі шари

Багат шарове середовище, в якому кожний шар має достатньо велику товщину, що перевищує довжину хвилі, має назву товсто шарове багат шарове середовище, а шари, що його становлять, називаються товстими. З метою певного спрощення хвильової картини обмежимося розглядом середовища з плоскопаралельними межами.

Поблизу джерела (біля нормалі, опущеної із джерела на межі шарів) існують переважно хвилі, відбиті різну кількість разів на різних межах. З великої кількості звичайних і відбитих хвиль, що спостерігаються в даній точці середовища на обмеженому інтервалі часу, найбільшою інтенсивністю в середньому мають характеризуватися звичайні відбиті хвилі, що зазнали одного акту відбиття від сильної відбивної межі.

В області, близькій до нормалі, що проходить через джерело, існують лише монотипні хвилі – поздовжні або поперечні.

З віддаленням від нормалі хвильова картина поступово ускладнюється – зростає кількість та інтенсивність обмінних хвиль, з'являються головні хвилі, що виникають за умови досягнення критичного кута падіння. За цієї ж умови значно зростає інтенсивність закритичних відбитих хвиль.

У середовищі з плоскопаралельними межами головні хвилі можуть утворюватись за умови, коли швидкість v_n в n -му шарі перевищує швидкості v_1, v_2, \dots, v_{n-1} в усіх розташованих вище шарах. У деяких випадках наявність шару з підвищеним значенням $v_k - v_n$ виключає можливість виникнення головної хвилі в шарі, що лежить нижче. Це явище називається *ефектом екранування*.

У шаруватому середовищі з великою кількістю відбивних меж швидко зростає кількість багатократних хвиль, що поширюються різними шляхами. У результаті складання (підсумовування) таких хвиль, навіть слабких поодиноці, виникають часом достатньо стійкі інтерференційні хвилі – сумарні хвилі. Вони більш різко виявляються в середовищах з відносно невеликими відмінностями хвильових опорів в окремих шарах.

При спостереженнях вдалині від джерела відбиті хвилі поступово починають набувати деяких рис, притаманних головним хвилям. Через те, що в товщі, що покриває відбивну межу, у деякому її n -му шарі швидкість v_m часом може бути більша, ніж у будь-якому іншому шарі, при збільшенні кутів падіння відбита хвиля в цьому випадку все більшу й більшу частину шляху проходить у цьому шарі (рис. 4.9).

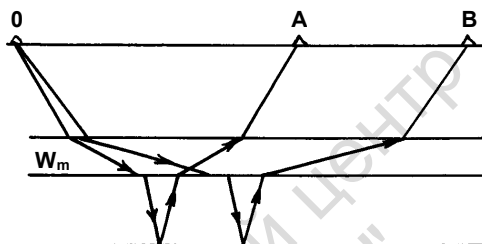


Рис. 4.9. Утворення підекранної відбитої хвилі

Такі хвилі мають назву *підекраних відбитих хвиль* (ПВХ). У кінематичному відношенні (час реєстрації t і позірна швидкість v_n) вони майже не відрізняються від головних хвиль. У багатьох випадках підекранні відбиті хвилі можуть бути значно інтенсивнішими за головні хвилі. Щоб відрізнити в цих випадках ПВХ від головної хвилі, слід виконати спеціальні дослідження, зокрема скласти графіки v_n (позірна швидкість) $v_n = f(x)$. Для уникнення неоднозначності в інтерпретації результатів необхідно передбачити побудову графіків $v_n = f(x)$ не лише для поодиноких, а й, що дуже важливо, для зустрічних гілок годографів досліджуваних хвиль. Вивчення графіків $v_n = f(x)$ показує, що при поступовому зменшенні v_n з відстанню ми маємо справу з підекранною відбитою хвилею. Інший характер зміни v_n (постійна швидкість або коливання її значень за загальної відсутності зниження з відстанню) притаманний головній хвилі.

Наявність у середовищі тонких шарів призводить до суттєвого ускладнення хвильової картини. Існують декілька визначень тонкого шару, з яких наведемо лише два, що, на наш погляд, найточніше розкривають сутність цього поняття.

1) *Тонким* називається такий шар, товщина δh якого задовольняє нерівність

$$\delta h < 2\delta r, \quad (4.12)$$

де δr являє собою відстань між переднім і заднім фронтами всередині шару. Якщо від товщини шару δh перейти до часу

пробігу хвилі, то можна замість (4.12) упродовжити еквівалентну умову

$$2\tau < \delta t. \quad (4.13)$$

У цьому випадку τ – це час пробігу хвилі через тонкий шар, δt – час, протягом якого відбувається коливання, викликане падаючою хвилею.

2) Середовище вважається *тонкошаруватим*, якщо відношення h/λ , де h – товщина шару, λ – довжина хвилі, не перевищує 0,15. У цьому випадку для періодичного тонкошаруватого середовища діє принцип перестановки, тобто порядок чергування тонких шарів не впливає на інтегральні характеристики середовища.

Слід відмітити, що поняття тонкий шар перебуває в залежності від довжини хвиль, що поширюються в середовищі, а це означає, що один і той же шар за різної частоти f та довжини λ хвиль можна розглядати як тонкий або товстий шар.

Розглянемо відбиття хвилі від тонкого шару із хвильовим опором γ_2 , товщиною δh і швидкістю v_{p2} поздовжніх хвиль. Верхня межа Q_1 шару торкається товстого шару I, нижня межа Q_2 – товстого шару III.

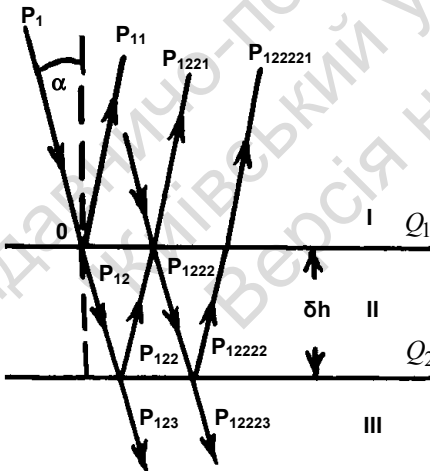


Рис. 4.10. Відбиття та проходження хвилі у випадку тонкого шару – променева схема

Падіння хвилі P_1 нормальне до меж Q_1 і Q_2 . У зв'язку з невеликою товщиною шару (рис. 4.10) хвилі P_{11} та P_{1221} , відбиті відповідно від покрівлі та підосви шару, будуть накладатися одна на одну, утворюючи складну відбиту хвилю. Амплітуда a'_{11} цієї складної відбитої хви-

лі належить до амплітуди a_{11} хвилі P_1 , відбитої від покрівлі шару, таким чином:

$$\frac{a'_{11}}{a_{11}} = \sqrt{\frac{1 - 2d \cos 2\pi f\tau + d^2}{1 - 2b \cos 2\pi f\tau + b^2}}. \quad (4.14)$$

У цьому співвідношенні f – частота сейсмічної хвилі; коефіцієнти

$$d = \frac{(\gamma_3 - \gamma_2)}{(\gamma_1 - \gamma_2)} \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)} \quad \text{та} \quad b = \frac{(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_1)}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)}, \quad (4.15)$$

де γ_1, γ_3 – хвильові опори в товстих шарах I та III відповідно.

Із цих співвідношень випливає, що амплітуда a'_{11} складної відбитої хвилі залежить від величини

$$ft = \frac{\tau}{T} = \frac{\delta h}{\lambda}, \quad (4.16)$$

де τ – час пробігу хвилі через тонкий шар, δh – товщина тонкого шару, λ – довжина хвилі, f – частота, T – період. Залежність відношення $\frac{a'_{11}}{a_{11}}$ від ft (або від $\frac{\delta h}{\lambda}$) називається *частотною характеристикою тонкого шару*.

При $ft = 0,5$ та одночасно за умов, коли $\gamma_1 < \gamma_2 > \gamma_3$ (або $\gamma_1 > \gamma_2 < \gamma_3$) амплітуда складної відбитої хвилі a'_{11} може перевищувати амплітуду хвилі, відбитої від покрівлі тонкого шару a_{11} більше, ніж у три рази.

Деякі дослідники називають це явище *конструктивною інтерференцією*. Так, за частот реєстрації 10–40 Гц при швидкостях у земній корі близько 6 км/с і шарів товщиною 35–80 м спостерігається конструктивна інтерференція. Якщо ж товщина шарів менше 35 м, інтерференція набуває деструктивного характеру.

Необхідно підкреслити, що навіть дуже тонкі шари з хвильовим опором, який відрізняється від хвильових опорів шарів, що залягають вище й нижче від цих шарів, можуть створювати відбиті хвилі помітної інтенсивності. Значна кількість

хвиль, що реєструються при сейсмозвідці, пов'язана саме з тонкими відбивними шарами.

У випадку, коли товщина окремих тонких шарів зменшується і стає значно менше довжини хвилі (напр., глини та глинясті сланці, флішові товщі, вапняки та доломіти), середовище, складене з таких прошарків, набуває вже нових фізичних якостей. Окремі частини такого середовища, що містять велику кількість прошарків, слід розглядати як елементи більш складного пружного середовища, яке називається *квазіанізотропним*. У такому середовищі швидкість поширення хвилі залежить від напрямку. Окремим, але важливим випадком квазіанізотропних середовищ є середовища, складені із прошарків з плоскопаралельними межами. Такі середовища називаються *поперечно-ізоотропними* чи *трансверсально-ізоотропними*.

Слід підкреслити, що в результаті детальних сейсмічних досліджень методом відбитих хвиль у кристалічній земній корі на всіх рівнях виявлено численні дрібномасштабні швидкісні флуктуації, які створюють труднощі при виділенні великомасштабних змін швидкостей.

4.4. КРАТНІ ХВИЛІ

Кратними (чи багатократними) (англ. *multiple, repeated, secondary*) називають хвилі, що мають більше, ніж одне відбиття. Через те, що амплітуда кратних хвиль пропорційна добутку коефіцієнтів відбиття для кожної пройденої відбивної межі та для більшості меж, коефіцієнт відбиття дуже малий, кратні хвилі достатньої інтенсивності для формування осей синфазності утворюються лише на межах з дуже великим стрибком акустичної жорсткості (напр., поверхня землі, поверхня кристалічного фундаменту, води або різкої стратиграфічної неузгодженості й т. д.).

Вирізняються два класи кратних хвиль – кратні з великою часовою затримкою та кратні з малою часовою затримкою (рис. 4.11):

1. Перший клас – це хвилі, шляхи розповсюдження яких достатньо великі порівняно зі шляхами пробігу однократних від-

биттів від тих самих меж. Завдяки цьому ці хвилі реєструються на сейсмограмах у вигляді окремих осей синфазності з достатньою часовою затримкою відносно однократних хвиль.

2. Другий клас – це хвилі, що приходять з такою малою часовою затримкою слідом за відповідним однократним відбиттям від тієї ж межі, що вони з ним інтерферують, подовжуючи час його реєстрації.

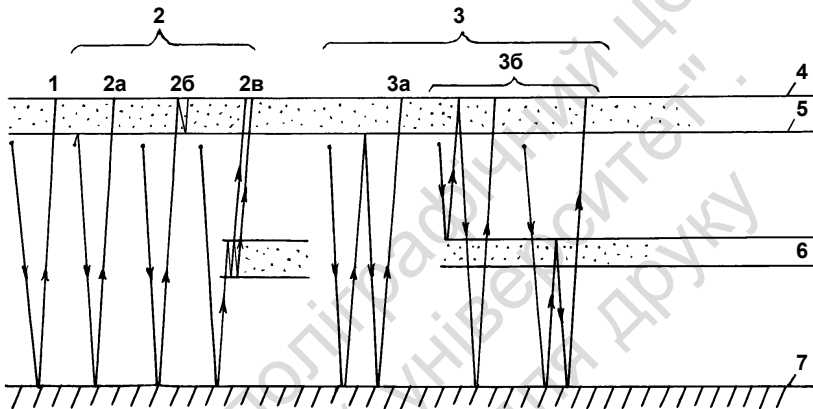


Рис. 4.11. Типи кратних хвиль:

- 1 – однократне відбиття; 2 – кратні відбиття з малою затримкою:
 - 2, а – хвиля-супутник, 2, б – відбиття в приповерхневому шарі,
 - 2, в – відбиття в тонкому шарі; 3 – кратні відбиття з великою затримкою:
 - 3, а – прості відбиття, 3, б – відбиття всередині товщі; 4 – поверхня Землі;
 - 5 – підшова зони малих швидкостей, або морське дно;
 - 6 – проміжні відбивні межі; 7 – основна відбивна межа

Аналіз характеру зміни коефіцієнтів відбиття дозволяє зробити деякі висновки відносно порівняльної інтенсивності різноманітних багатократних відбитих хвиль.

1. При малих кутах падіння амплітуди монотипних хвиль значно перевищують амплітуди обмінних хвиль тієї ж кратності.

2. При кожному акті відбиття від межі шар – півпростір амплітуди всіх хвиль значно зменшуються і тим більше, чим меншою є різниця між хвильовими опорами обох середовищ. Тому

зі збільшенням кількості актів відбиття амплітуди всіх кратних хвиль помітно зменшуються.

3. За умови $v_{p1} < v_{s2}$ та при $\alpha > i_{ps}$ (i – критичний кут) перехід хвилі із шару I у півпростір II є неможливим. У цьому випадку (рис. 4.12) вся енергія, що випромінюється джерелом у напрямках при $\alpha > i_{ps}$, перерозподіляється між кратними мототипними і обмінними хвилями різної кратності та переноситься ними лише всередині шару. Таке поширення пружних хвиль є хвилевідним, а шар зі зниженими швидкостями (англ. *low velocity layer*, скорочено *LVL*) називається *хвилеводом* (англ. *waveguide*).

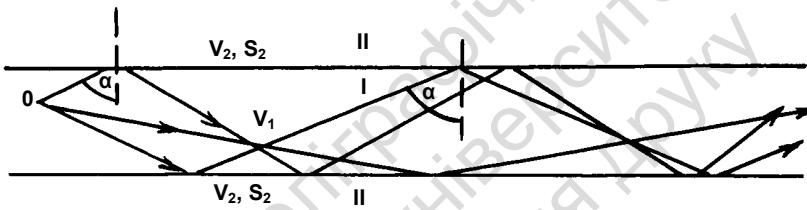


Рис. 4.12. Хвилевідне поширення хвилі:
утворення інтерференційної хвилі

4.5. КРИВОЛІНІЙНІ ТА ШОРСТКІ МЕЖІ. ДИФРАКЦІЯ

Якщо межа, на якій утворюються вторинні хвилі, не плоска, то спостерігаються значні варіації в розподілі їхньої інтенсивності.

При відбитті від опуклої межі (рис. 4.13, б) розходження хвилі зростає порівняно з випадком плоскої межі (рис. 4.13, а). Навпаки, при ввігнутій межі спостерігається зменшення розходження (рис. 4.13, в).

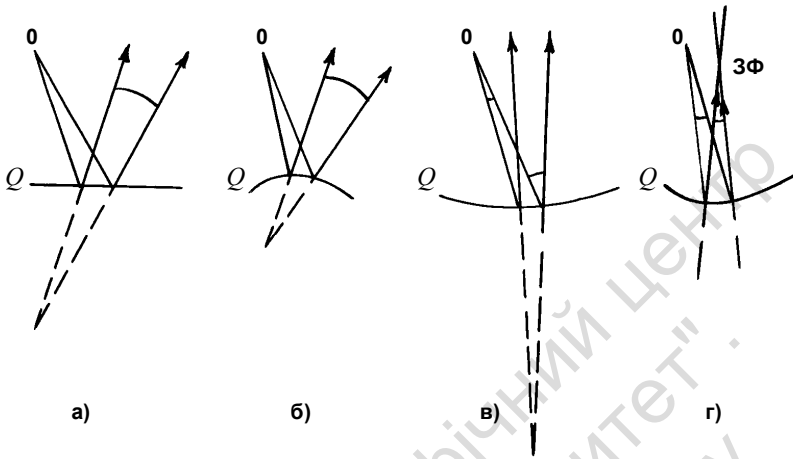


Рис. 4.13. Зміна еквівалентного радіуса розходження хвилі після відбиття від плоскої (а), опуклої (б) та ввігнутих (в, г) меж (ЗФ – зона фокусування)

Для прохідних хвиль це співвідношення буде протилежним. Промені відбитих хвиль для ввігнутих меж можуть бути паралельними або сходитися і перетинатися (рис. 4.13, г). Геометричне місце точок перетину сусідніх променів називається *каустикою*. Іноді залежно від форми відбивної поверхні Q і виду фронту хвилі, що падає, каустика може виродитися в лінію або в точку, яка називається *лінією* чи *точкою фокусування*.

Зі зменшенням радіусів кривизни сейсмічної межі особливості вторинних хвиль суттєво змінюються. Частинним випадком меж з малим радіусом кривизни є шорстка межа – періодична відбивна межа, довжина l періодів якої приблизно дорівнює довжині хвилі (рис. 4.14). У результаті складної інтерференції хвиль, дифрагованих від різних ділянок межі, крім дзеркально-відбитої хвилі, виникають також недзеркально-відбиті хвилі.

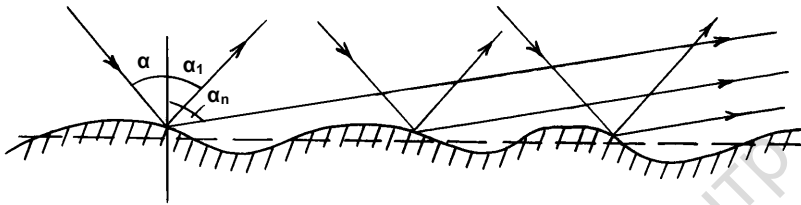


Рис. 4.14. Відбиття від періодичної шорсткої межі

4.5.1. Геометрична шорсткість

Особливий інтерес являють випадки, коли хвиля на своєму шляху зустрічає малу порівняно з її довжиною ділянку середовища із суттєво іншими пружними властивостями. У цій області виникає дифрагована хвиля (рис. 4.15).

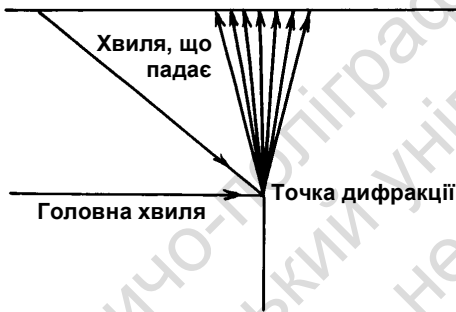


Рис. 4.15. Утворення дифрагованої хвилі

До основних властивостей дифрагованої хвилі належать такі:

1) найвища інтенсивність дифрагованих хвиль спостерігається поблизу ліній (чи точок) дотику фронту дифрагованої хвилі із фронтами падаючої, відбитої чи прохідної хвиль;

2) з віддаленням від цієї лінії (чи точки) дифракції інтенсивність дифрагованої хвилі швидко падає через швидке розходження.

Реєстрація на сейсмограмах дифрагованих хвиль з добре вираженою гіперболічною формою годографів є важливою прямою ознакою існування глибинних розломів. Ця ознака є складовою частиною основних методичних прийомів виділення розломів земної кори за даними ГСЗ.

Запитання для самоконтролю

1. Які геологічні моделі найбільш поширенні під час апроксимації геологічного середовища?
2. Дайте характеристики граничним умовам у середовищі з однією межею.
3. Опишіть задачу відбиття заломлення плоских хвиль у середовищі з однією межею.
4. Дайте визначення закону Снелліуса.
5. Як визначаються коефіцієнти відбиття?
6. Охарактеризуйте коефіцієнт відбиття для нормального падіння хвилі. Що таке акустична жорсткість?
7. Опишіть особливості розповсюдження пружних хвиль під час похилого падіння хвилі на межу. Що таке критичний кут?
8. Опишіть процес відбиття та заломлення сферичної поздовжньої хвилі.
9. Охарактеризуйте поверхневі хвилі.
10. Опишіть багатопшарове середовище та охарактеризуйте процес розповсюдження хвилі в товстих і тонких шарах.
11. Що таке кратні хвилі? Назвіть основні типи кратних хвиль.
12. Дайте характеристики криволінійним і шорстким межам. Що таке дифракція?

Задача для самоперевірки

Для двох випадків розрахуйте величини коефіцієнтів відбиття на межі поділу двох середовищ у випадку нормального падіння хвилі та акустичні жорсткості кожного пласта.

Випадок 1

Перший пласт має такі характеристики: швидкість поздовжньої хвилі – 2500 м/с, густина – 2,3 г/см³.

Перший пласт має такі характеристики: швидкість поздовжньої хвилі – 2750 м/с, густина 2,45 г/см³.

Випадок 2

Перший пласт має такі характеристики: швидкість поздовжньої хвилі – 3250 м/с, густина – 2.5 г/см³.

Перший пласт має такі характеристики: швидкість поздовжньої хвилі – 2550 м/с, густина – 2.2 г/см³.

Розділ 5

ФІЗИКО-ГЕОЛОГІЧНІ ПЕРЕДУМОВИ ЗАСТОСУВАННЯ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

Об'єктом дослідження сейсморозвідки є геологічне середовище. У методологічному відношенні поняття геологічного середовища суттєво відрізняється від класичного визначення матеріального середовища, оскільки геологічне середовище узагальнює поняття не лише деякого матеріального носія геологічної речовини (структурно-речовинні геологічні комплекси), але й геодинамічних процесів (сучасних і палеогеодинамічних) та їхніх фізичних полів. Геологічні процеси мають циклічний незворотний характер, що й зумовлює мінливість геологічного середовища як у просторі, так і в часі. У свою чергу, мінливість формує неоднорідності геологічного середовища різного структурного рівня. Фундаментальними властивостями структурованого геологічного середовища є його дискретність та ієрархізована супідрядність структурних рівнів і наявність діючих протягом геологічних інтервалів часу напруг і температур. Тривала дія напруг і температур і прояви тектонічних сил спричиняють крихкі деформації й формування мікро- і макротріщин. Наявність пор і тріщин є однією із атрибутивних властивостей реального геологічного середовища. Пори і тріщини можуть бути заповнені флюїдом або газом. Отже, геологічне середовище являє собою трифазну речовину – тверду, рідку і газоподібну.

Гірські породи, що становлять земну кору, суттєво розрізняються за пружними властивостями. До абсолютно пружних середовищ за своїми властивостями близькі вивержені породи та сильно консолідовані осадові відклади. У породах в ослаблених зонах і зонах тріщинуватості, а також у пухких відкладах сильно виявляються поглинальні властивості.

До інших важливих рис гірських порід належать такі, як ясно виражена шаруватість, гетерогенність, мінливість пружних вла-

стивостей під впливом різноманітних геологічних факторів, анізотропія швидкостей та ін.

5.1. ШВИДКІСТЬ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ У ГІРСЬКИХ ПОРОДАХ

Зв'язок між швидкістю поширення поздовжніх і поперечних сейсмічних хвиль і модулями пружності середовища визначається рівняннями

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (5.1)$$

та

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (5.2)$$

де λ , μ – постійні Ламе, ρ – густина середовища.

Модулі пружності та густина гірських порід не залишаються постійними, а змінюються залежно від їхнього хімічного та літологічного складу, пористості й тріщинуватості, ступеня ущільнення та метаморфізму. Швидкості також визначаються через густину ρ , модуль Юнга E та коефіцієнт Пуассона σ :

$$v_p = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-\sigma)}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\sigma)}}. \quad (5.3)$$

Густина гірських порід змінюється в досить вузьких межах ($1,5-3,1 \text{ г/см}^3$). Порівняно з густиною для модуля Юнга E характерні більш широкі межі таких змін – для порід різного літологічного складу він може відрізнятись в сотні разів. З ущільненням порід з глибиною модуль Юнга швидко зростає. Це зростання сильніше впливає на зміну швидкості в бік її підвищення, ніж зростання щільності ρ впливає на зменшення швидкості (щільність ρ у наведених вище формулах – у знаменнику).

Величина коефіцієнта Пуассона σ коливається, як правило, у межах $0,2-0,35$, у пластичних вологих породах коефіцієнт зростає до $0,5$. Відносно невеликі зміни коефіцієнта Пуассона значно впливають на величину швидкості.

Як правило, величини v_p та v_s визначаються літологічним складом порід, причому велике значення мають також умови їхнього формування і залягання (тріщинуватість, водонасичення, ступінь метаморфізму та ін.). З урахуванням цього для кожної породи можна вказати лише межі, в яких змінюються можливі значення швидкостей (табл. 5.1).

Найменші значення v_p , v_s та v_s/v_p характерні для теригенних осадових відкладів. Дані вимірів у свердловинах свідчать, що для теригенного розрізу характерним є поступове збільшення швидкостей v_p та v_s з глибиною, що пов'язано з ущільненням осадків за рахунок гірського тиску.

У магматичних і метаморфічних породах на невеликих глибинах швидкості змінюються переважно в межах 4–6,5 км/с для v_p та 2,5–4 км/с для v_s . З глибиною швидкості, як правило, повільно зростають із середнім градієнтом у кристалічній земній корі 0,0280 км/с, тобто в проміжку, рівному 1 км, швидкості збільшуються на 0,028 км/с. В умовах підвищеної тріщинуватості чи високих температур часто спостерігається деяке зниження швидкостей v_p та v_s , частіше за все в межах верхньої та середньої кори.

Таблиця 5.1. Швидкості пружних хвиль у різних матеріалах

№	Порода чи середовище	v_p , км/с	v_s/v_p
1	Повітря	0,31–0,36	–
2	Ґрунтовий шар вивітрений	0,1–0,5	0,5–0,6
3	Ґравій, щебінь, пісок сухий	0,1–0,6	0,55–0,67
4	Суглинок сухий	0,3–0,9	0,55–0,6
5	Пісок водонасичений	1,5–1,6	0,1–0,3
6	Ґлина волога	1,5–2,5	0,07–0,3
7	Вода	1,43–1,59	–
8	Пісковик	1,5–4,0	0,4–0,6
9	Крейда	1,8–3,5	0,4–0,5
10	Вапняк, доломіт	2,6–6,5	0,5–0,6
11	Ангідрит, Ґлина, сіль кам'яна	4,5–6,0	0,5–0,6
12	Мергель	2,0–3,5	0,5–0,55
13	Лід, мерзлі водонасичені піски та глини	3,2–4,0	0,5

Як показують польові та лабораторні дослідження, низка типів гірських порід характеризується анізотропними властивостями. Дослідження останнього часу показали, що, крім тонкої шаруватості, ефект анізотропії визначається переважним напрямком мікротріщин, а також орієнтацією частинок породи, що мають початкову анізотропію, пов'язану з їхньою кристалічною структурою. Експериментальні дослідження показують, що анізотропія пов'язана також з характером напруженого стану масиву.

У табл. 5.2 наведено середні значення анізотропії в різних породах. Найбільші значення анізотропії характерні для метаморфічних порід (сланці, філіти), найменші – для магматичних (діабаз, андезит, діорит). Зі збільшенням глибини коефіцієнт анізотропії поступово зменшується.

Зростання швидкості з глибиною ускладнюється одночасним впливом двох протилежно спрямованих факторів – тиску та температури. За постійної температури та зростаючого тиску швидкості (а разом з ними й густина) з глибиною поступово зростають (табл. 5.2). Якщо ж температура і тиск зростають одночасно (що характерно для реальних природних умов), то ступінь зростання швидкості з глибиною в породах з незмінним хімічним складом зменшується. За високого рівня теплового потоку, який зумовлює підвищені температури в надрах Землі, можливо такі ситуації, коли з глибиною, навіть за зростаючого тиску, швидкість зменшується (табл. 5.3). Але в реальних природних умовах з глибиною, крім температури й тиску, змінюється також хімічний склад гірських порід у бік підвищення їхньої основності, що разом узятє призводить переважно до поступового зростання швидкості.

Таблиця 5.2. Середні значення анізотропії поздовжніх хвиль у різних породах земної кори (у відсотках) та найменше квадратичне відхилення вимірів на глибинах 5, 15, 25 та 35 км (за Крістенсеном і Муні, 1995)

	Н, км	5	15	25	35
	Порода				
1	Граніт-гранодіорит	1,5±1,0	1,3±1,0	1,3±0,9	1,3±1,0
2	Діорит	1,3±0,8	1,2±0,8	1,1±0,6	1,1±0,6
3	Габро-норит-троктоліт	2,0±1,6	1,9±1,5	1,9±1,4	1,9±1,4
4	Андезит	1,1±0,7	1,0±0,6	0,9±0,5	0,9±0,5
5	Базальт	1,7±1,3	1,4±1,1	1,3±1,0	1,3±1,0
6	Діабаз	0,8±0,8	0,7±0,7	0,7±0,6	0,7±0,6
7	Сланець	21,2±6,4	19,3±6,2	18,1±6,1	17,2±6,0
8	Філіт	12,4±7,7	10,6±6,2	9,9±5,6	9,5±5,2
9	Мармур	5,0±3,0	4,6±3,0	4,6±2,9	4,6±2,9
10	Мафічний грануліт	3,7±2,8	3,3±2,7	3,3±2,6	3,3±2,6
11	Амфіболіт	10,2±4,4	9,7±4,2	9,4±4,1	9,3±4,1
12	Слюдисто-кварцовий кристалічний сланець	16,0±8,7	14,0±8,1	13,4±8,0	13,0±7,8
13	Гранітогнейс	5,2±4,0	4,2±3,6	3,8±3,5	3,9±3,5
14	Анортозит	3,7±2,1	3,4±2,1	3,4±2,1	3,4±2,2
15	Еклогіт	2,2±1,1	1,9±0,9	1,8±0,9	1,9±0,8
16	Дуніт	8,1±3,9	8,1±3,9	8,0±3,9	8,0±3,9
17	Серпентиніт	4,5±1,6	4,4±1,6	4,3±1,6	4,2±1,6
18	Піроксеніт	3,6±2,1	3,4±1,8	3,4±1,7	3,3±1,6
19	Горнблендит	4,3±1,3	3,7±0,8	3,6±0,9	3,7±0,9
20	Кварцит	2,4±0,8	2,1±0,8	1,9±0,9	1,9±0,9

У деяких континентальних регіонах, часто достатньо значних за площею, переважно у верхній та середній частинах земної кори, спостерігаються шари зі зниженими швидкостями розповсюдження сейсмічних хвиль. Ці шари виокремлюються із застосуванням методу ГСЗ – регіональної модифікації сейсмічного методу. Виникнення шарів зі зниженими швидкостями пов'язується з підвищеними температурами, існуванням зон з підвищеною пористістю та тріщинуватістю, дилатаційними явищами (збільшенням об'єму гірської породи, що супроводжується її

розтріскуванням за підвищення гідростатичного тиску) та геодинамічними процесами, що супроводжуються землетрусами.

Загалом, у кристалічних породах земної кори швидкості поздовжніх хвиль v_p змінюються в межах 5,6–7,6 км/с, причому близько 94 % усіх значень – у межах 6,0–7,2 км/с. Співвідношення v_p/v_s має переважно значення 1,72–1,77. Гранична швидкість v_p^M на межі поділу Мохоровичича, що розділяє земну кору та верхню мантію, дорівнює 7,7–8,5 км/с при середньому значенні 8,09 км/с. Середня швидкість поздовжніх хвиль в інтервалі між денною поверхнею та подошвою земної кори дорівнює 6,45 км/с (Christensen, Mooney, 1995).

5.2. ШАРУВАТІСТЬ ГЕОЛОГІЧНОГО РОЗРІЗУ. СЕЙСМІЧНІ МЕЖІ

У сейсмозвідці одним з основних об'єктів вивчення є осадові породи, які мають переважно тонкошарувату будову, що утворюється внаслідок частої зміни умов осадконакопичення. Таке геологічне середовище складається з великої кількості тонких шарів, причому вивчати окремо кожен з них практично немає ніякої можливості. Це призводить до необхідності деякого спрощення способів характеристики пружних властивостей середовища. Виходячи із зазначених передумов, упрощують поняття *середньої швидкості* $v_{\text{сеп}}$ (англ. *average velocity*) хвилі в середовищі з плоскопаралельними межами, маючи на увазі середню швидкість, виміряну в напрямку променя, перпендикулярного до шаруватості. Зазначимо через $v_1, v_2, v_3, \dots, v_m$ істинні швидкості в окремих тонких шарах із товщинами $\delta h_1, \delta h_2, \delta h_3, \dots, \delta h_m$, які становлять товстий шар з m шарів. Час пробігу хвилі вздовж променя, перпендикулярного до шаруватості, можна визначити за формулою

$$\delta t_k = \frac{\delta h_k}{v_k}. \quad (5.4)$$

Із цього рівняння визначимо вираз для середньої швидкості:

$$v_{\text{сеп}} = \frac{h_{\Sigma}}{t_{\Sigma}} = \frac{\sum_1^m \delta h_k}{\sum_1^m \frac{\delta h_k}{v_k}} = \frac{\sum_1^m v_k \delta h_k}{\sum_1^m \delta h_k}. \quad (5.5)$$

У цьому виразі (5.5) h_{Σ} – товщина всього шару, що складається з m шарів; t_{Σ} – час пробігу хвилі від його покрівлі до підшови.

Якщо середня швидкість у будь-якій товщі (товстому шарі) близька до істинної швидкості в переважній більшості тонких шарів, що її становлять, то таку товщу вважають у середньому однорідною. Її визначають як окремий шар із середньою швидкістю, яку називають *шаровою (пластовою) швидкістю* v_m .

З метою опису залежності швидкості від глибини складають графіки, що мають назву швидкісні колонки (рис. 5.1). Швидкісні колонки дозволяють виявити основні шари та різні межі поділу в геологічному розрізі. Тут слід підкреслити, що межі пружних властивостей середовища є одним з найголовніших об'єктів вивчення в сейсморозвідці.

В осадовій товщі сейсмічні межі зазвичай залягають узгоджено з літологічними та стратиграфічними межами і часто просторово збігаються з ними. Це має велике значення для обґрунтування сейсморозвідки як методу вивчення геологічної будови земної кори.

Протягом останніх 15–20 років численними сейсмічними дослідженнями, виконаними на різних континентах, доведено, що більшість сейсмічних меж і відбивних елементів у кристалічній земній корі мають дислокаційну природу (тобто ідентифікуються з глибинними розломами різного рангу, зонами тріщинуватості, насувами, силами інтрузивних порід і т. д.).

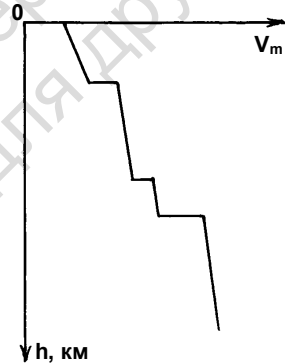


Рис. 5.1. Швидкісна колонка шаруватого розрізу
 $v_m = f(h)$

Залежності від коефіцієнта відбиття A_{pp} серед відбивних меж розрізняють сильні ($A_{pp} > 0,5$), середні ($0,1 < A_{pp} < 0,5$) та слабкі ($A_{pp} < 0,1$). Ця класифікація має досить умовний характер через те, що в природних умовах A_{pp} змінюється поступово, навіть для однієї й тієї ж межі. У кристалічній земній корі існують, як правило, слабкі межі.

До сильних відбивних меж належать поверхня суходолу або води, нижня межа приповерхневого пухкого шару, морське дно. Сильні межі, кількість яких у розрізі здебільшого невелика, відіграють визначальну роль у формуванні хвильової картини через те, що з ними, як правило, пов'язано утворення кратних хвиль.

Серед сейсмічних меж (відбивних і заломлювальних) розрізняють також межі стійкі, що розділяють середовища, пружні властивості яких мало змінюються за простяганням, та нестійкі – у цьому випадку властивості середовищ змінюються порівняно швидко.

Сейсмічну межу називають витриманою, якщо вона існує на великій площі, яку можна порівняти з розмірами досліджуваних геологічних об'єктів. У глобальному масштабі – це поверхня поділу Мохоровичича, що відмежовує земну кору від верхньої мантії. Ця поверхня повсюдно реєструється на сейсмічних записах як на континентах, так і на океанах. У регіональних масштабах витриманою є поверхня кристалічного фундаменту, яка простежується майже повсюдно в межах давніх платформ і докембрійських щитів. На окремих невеликих площах витриманими можуть бути будь-які межі, пов'язані зі зміною пружних властивостей середовища при переході через межу.

Сейсмічну межу називають гладкою, якщо радіуси кривизни її нерівностей значно відрізняються (набагато більші чи набагато менші) від довжини хвилі. Якщо радіус кривизни нерівностей має той же порядок, що й довжина хвилі, то ми маємо справу з шорсткою (розсіювальною) межею.

Через тонку шаруватість середовища швидкість поширення хвиль уздовж шаруватості та перпендикулярно до неї є різною. Якщо виміряти *променеву швидкість* v_n (англ. *ray velocity*) як від-

ношення довжини OA прямолінійного відрізка, що з'єднує джерело O з точкою спостереження A , до часу пробігу вздовж OA

$$v_n = \frac{OA}{t_{OA}}, \quad (5.6)$$

то вона виявиться залежною від кута α між відрізком OA та нормаллю до верствуватості (рис. 5.2).

Слід підкреслити, що за загального підвищення швидкості з глибиною швидкість v_n зростає зі збільшенням кута α .

Неврахування зазначеної особливості променевої швидкості може спричинити значні помилки при побудові сейсмічних розрізів незалежно від конкретних сейсмогеологічних умов.

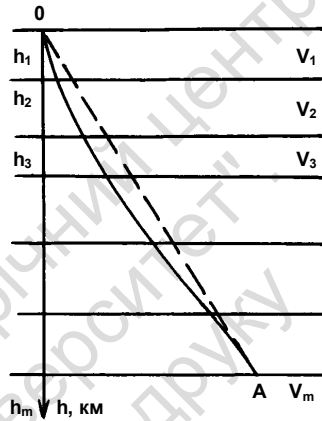


Рис. 5.2. Променева швидкість шаруватого середовища

5.3. ПОГЛИНАННЯ ТА РОЗСІЮВАННЯ СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ

При поширенні сейсмічних хвиль у товщі гірських порід частина пружної (механічної) енергії коливань незворотно переходить у теплову – спостерігається дисипація енергії пружної хвилі.

Поглинаючі (дисипативні) властивості порід поздовжніх і поперечних коливань є їхніми важливими характеристиками, як і швидкості розповсюдження пружних хвиль і густина.

У реальних геологічних середовищах окремі спектральні складові сейсмічного імпульсу згасають по-різному, тобто спостерігається дисперсія хвиль. Слід підкреслити, що високочастотні компоненти згасають суттєво швидше, ніж низькочастотні. У зв'язку з цим в імпульсі з його поширенням усе більшою мірою будуть переважати низькочастотні складові.

Згасання сейсмічних імпульсів з відстанню, не пов'язане з звищами відбиття та заломлення на межах, або поглинання вводиться у вигляді експоненційного множника $e^{-\alpha(f)r}$, де α – коефіцієнт поглинання, що залежить від частоти f , r – відстань від джерела.

На рис. 5.3 наведено сумарні дані з поглинання поздовжніх сейсмічних хвиль у гірських породах за даними сейсмології, сейсмічної розвідки, акустичного каротажу та лабораторних вимірів.

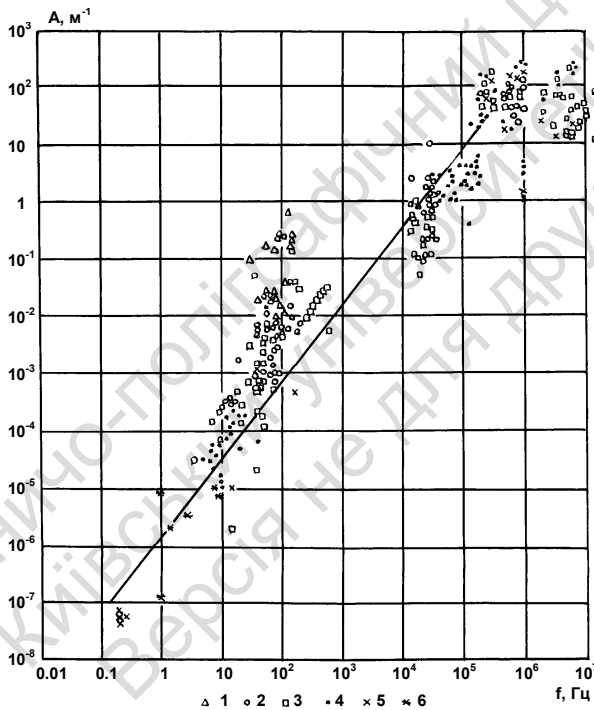


Рис. 5.3. Залежність коефіцієнта поглинання поздовжньої хвилі від частоти в геологічному середовищі за даними лабораторних і польових спостережень:

- 1 – пухкі осадові породи; 2 – слабозцементовані осадові породи;
- 3 – щільні осадові породи; 4 – вивержені породи; 5 – метаморфічні породи;
- 6 – верхня мантія за даними глибинного сейсмічного зондування

Експериментальними дослідженнями доведено, що в широкому діапазоні частот, що розрізняються приблизно на 6–8 порядків, коефіцієнт поглинання лінійно залежить від частоти.

Зв'язок між α та Q виражається формулою

$$Q = \frac{\pi f}{v\alpha} = \frac{\pi}{\lambda\alpha}, \quad (5.4)$$

де v – швидкість, λ – довжина хвилі.

Параметри поглинання значною мірою залежать від літологічного складу, пористості та флюїдонасиченості, тиску й температури. У зв'язку з цим коефіцієнт поглинання, як і швидкості поширення хвиль, є найбільш важливими сейсмічними параметрами, визначення яких може суттєво допомогти при геологічній інтерпретації сейсмічних спостережень.

Процеси, які призводять до незворотних втрат пружної енергії при поширенні сейсмічних хвиль, вивчено ще недостатньо. Поглинання пружної енергії викликається сукупністю таких причин: тертям між мінеральними частинками, а також між ними та флюїдами в порах і тріщинах; неідеальною пружністю середовища на контактах часточок; неоднорідністю деформацій внаслідок мінливості пружних властивостей мінеральних часточок; зміщенням у процесі деформації молекул абсорбованих рідин відносно мінеральних часточок і т. п. Поглинання, яке реально спостерігається в гірських породах, зумовлено одночасним впливом декількох фізичних процесів, відносне значення яких змінюється зі зміною частоти коливань, що в підсумку призводить до лінійної залежності сумарного ефекту від частоти (рис. 5.3).

5.4. ЗОНА МАЛИХ ШВИДКОСТЕЙ

Приповерхневий шар, як правило, помітно відрізняється від решти розрізу як за швидкостями, так і за іншими параметрами. Це вимагає необхідності врахування впливу приповерхневої зони малих швидкостей (ЗМШ) на запис хвильової картини. Ця зона або шар у більшості випадків має товщину 4–50 м і характеризується малими швидкостями сейсмічних хвиль від

250 до 1000 м/с, які є не лише малими за величиною, але й надзвичайно мінливими. Часто подошва ЗМШ приблизно збігається з рівнем ґрунтових вод.

Вплив ЗМШ важливий в перерахованих нижче аспектах.

1. У межах цієї зони спостерігається підвищене поглинання сейсмічної енергії. Як результат, записи від вибухів у цій зоні часто бувають низької якості. У зв'язку з цим заряди слід закладати нижче ЗМШ.

2. Низькі значення швидкості та різкі їхні зміни справляють непропорційно великий вплив на часи пробігу хвиль.

3. В умовах низьких швидкостей довжини хвиль є малими. Тому неоднорідності значно менших розмірів, ніж нижче в розрізі, створюють помітне розсіювання та завади інших типів.

4. Різкий стрибок швидкостей в подошві ЗМШ сильно змінює напрямок сейсмічних променів, у результаті чого траєкторії проходження хвиль через ЗМШ є майже вертикальні, незалежно від їхнього напрямку нижче за ЗМШ.

5. Надзвичайно великий перепад акустичних жорсткостей на подошві ЗМШ робить її дуже сильним рефлексором (відбивачем), що веде до утворення кратних хвиль. Відбиття та заломлення прямих хвиль на подошві ЗМШ є причиною виникнення багатьох хвиль, що поширюються поблизу поверхні землі та заважають реєстрації корисних хвиль, які приходять з великих глибин.

Запитання для самоконтролю

1. Якими величинами швидкостей розповсюдження пружних хвиль характеризуються осадові, магматичні та метаморфічні породи?
2. Як змінюється швидкість з глибиною?
3. Що таке пластова та променева швидкості та як вони визначаються?
4. Опишіть особливості поглинання сейсмічних хвиль.
5. Опишіть особливості розсіювання сейсмічних хвиль.
6. Охарактеризуйте залежність коефіцієнта поглинання позовжньої хвилі від частот.
7. Що таке зона малих швидкостей?
8. Як впливає ЗМШ на сейсмічні дані?

Розділ 6

КІНЕМАТИКА СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ

При інтерпретації даних сейсмозвідки в основному використовується інформація про час розповсюдження зареєстрованих сейсмічних хвиль, тобто їхні кінематичні характеристики, які визначаються законами геометричної сейсміки. Геометрична сейсміка зводить процес розповсюдження хвиль до вивчення хвильових фронтів і променів. Із принципу Гюйгенса можна одержати диференціальне рівняння поля часу, яке по суті є аналітичним відображення цього принципу.

6.1. ПОЛЕ ЧАСУ

Одним з найважливіших завдань сейсмозвідки є вивчення часу поширення фронтів і фазових поверхонь пружних хвиль. Велике значення має також дослідження кінематики пружних хвиль, яка визначається принципом Гюйгенса в його елементарній формі для фронтів хвиль і принципом Ферма для променів.

Якщо в деякій області W середовища поширюється пружна хвиля, то в цьому випадку в кожній точці $A(x', y', z')$ можна визначити час приходу фронту в цю точку. Іншими словами, у точці A визначено значення скалярної величини

$$t = t(x', y', z'), \quad (6.1)$$

або в області W існує скалярне поле – поле часу. Функція $t(x', y', z')$, що визначає це поле, має назву функції поля часу. Скалярне поле часу характеризується рівневими поверхнями,

що називаються *поверхнями ізохрон* або *ізохронами*. В області W рівняння ізохрон можна записати таким чином:

$$t(x', y', z') = t_i. \quad (6.2)$$

У цьому рівнянні t_i – постійна величина, що визначає певну ізохрону з нескінченної кількості ізохрон поля часу. З рівняння випливає, що ізохрона – це поверхня, з якою збігається фронт хвилі в момент часу t_i . Якщо розглянути положення ізохрон $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_m$, то для послідовності часів $t_1, t_2, t_3, \dots, t_m$ можна встановити характер поширення хвилі в середовищі (рис. 6.1, а, б).

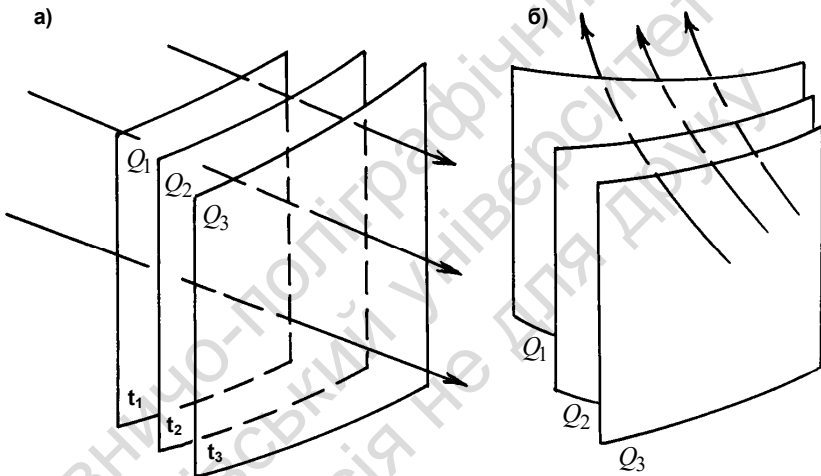


Рис. 6.1. Розповсюдження хвилі в однорідному (а) та неоднорідному (б) середовищах

Відомо, що, крім рівневих поверхонь, будь-яке скалярне поле характеризується також сімействами ліній, ортогональних до цих поверхонь. За напрямком ці лінії скрізь збігаються з градієнтом поля і називаються променями. В однорідному середовищі промені являють собою прямі лінії, у неоднорідному середовищі промені мають криволінійну форму (рис. 6.1). Сукупність променів, що належать до одного поля часу, називається *конгруенцією променів*, або *сімейством променів*.

Поле часу можна представляти чи описувати або ізохронами, або променями. Сукупність ізохрон і променів, що виходять з однієї точки, називається *променевою діаграмою*.

6.2. РІВНЯННЯ ПОЛЯ ЧАСУ ТА ПРОМЕНІВ

Розглянемо околиці довільної точки $M(x', y', z')$, яка лежить на ізохроні Q , що визначається рівнянням $t(x', y', z') = t_i$ (рис. 6.2).

Позначимо через Δn відрізок між ізохронами Q_1 та Q_2 . Ізохрона Q_2 визначається виразом $t(x', y', z') = t_1 + \Delta t$. Виходячи з цих умов, маємо

$$\Delta n = v(M)\Delta t = v(x', y', z')\Delta t. \quad (6.3)$$

Величина Δt – приріст часу в напрямку вздовж нормалі до поверхні Q поля часу. При переході до нескінченно малого приросту часу за умови, що $\Delta n \rightarrow 0$, знаходимо рівняння для абсолютного значення градієнта поля часу

$$\tau = |\text{grad}| = \frac{dt}{dn} = \frac{1}{v(x', y', z')}. \quad (6.4)$$

Після перетворення цього рівняння з урахуванням розкладання похідної часу по координатних осях, прийдемо до формули

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x'}\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial y'}\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z'}\right)^2 = \frac{1}{v^2(x', y', z')}. \quad (6.5)$$

Наведена формула характеризує поле часу будь-якої об'ємної хвилі, яка може поширюватись у середовищі із заданим розподілом швидкості $v(x', y', z')$ в наближенні геометричної сейсміки.

Вона описує всі поля часу, які можливі в середовищі W із заданим розподілом швидкості v і має назву рівняння узагаль-

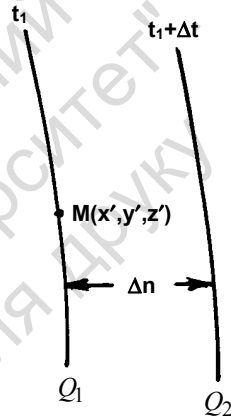


Рис. 6.2. Положення довільної точки на ізохроні

неного поля часу або диференційного рівняння ейконалу. Це рівняння є математичним наслідком принципу Гюйгенса.

Рівняння сімейства променів у параметричній формі має такий вигляд

$$x' = x'(p), \quad y' = y'(p), \quad z' = z'(p), \quad (6.6)$$

де p – параметр.

За відомого положення джерела ізохрони на промені, розраховані для середовища із заданим розподілом швидкості $v(x', y', z')$, використовуються при інтерпретації сейсмічних спостережень. Як правило, використовують двовимірні графіки ізохрон і променів, побудовані в площині променя – *променеві діаграми* (англ. *ray diagram*).

6.3. ЛІНІЙНИЙ ГОДОГРАФ

Залежність часу пробігу хвилі від координат точок збудження і спостереження називається годографом. Залежно від особливостей розташування точок спостереження розрізняють поверхневий та лінійний годографи. Рівняння поверхневого годографа на поверхні G за спільної точки збудження (СТЗ) визначає годограф СТЗ і має такий вигляд:

$$t_G = t_G(x, y), \quad (6.7)$$

де x, y – координати на поверхні G .

Якщо, навпаки, зафіксовано положення точки приймання M , а змінюється положення джерел збудження, то рівняння (6.7) матиме вигляд

$$t_G = t_G(x', y'), \quad (6.8)$$

де x', y' – координати джерел збудження.

Особливе значення в методі відбитих хвиль мають годографи спільної глибинної точки (СГТ), які являють собою залежність часу відбиття від дистанції l за фіксованого положення її центра.

За спостереження вздовж лінії L та зафіксованого положення джерела рівняння лінійного годографа має вигляд

$$t_L = t_L(S). \quad (6.9)$$

Лінійний годограф має вигляд кривої в системі координат S, t (рис. 6.3).

Як правило, у сейсморозвідці лінія спостереження чи профіль розташовані на поверхні землі вздовж заданої прямої. Розрізняють поздовжні годографи, коли джерело лежить на прямій лінії спостереження, і непоздовжні годографи, коли джерело розташовано на деякому віддаленні від лінії спостереження. За сейсмокаротажу та вертикального сейсмічного профілювання (ВСП) лінія спостереження розташована в середовищі – у свердловині.

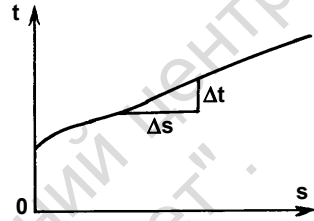


Рис. 6.3 Графік лінійного годографа

6.4. ПОЗІРНА ШВИДКІСТЬ

Швидкість поширення хвилі вздовж поверхні чи лінії спостереження називається *позірною швидкістю* v^* (англ. *apparent velocity*, рис. 6.4). Нехай джерело розташовано в точці O , від якого поширюється хвиля в середовищі W зі швидкістю v . Уздовж лінії спостереження AD слід цієї хвилі поширюється зі швидкістю

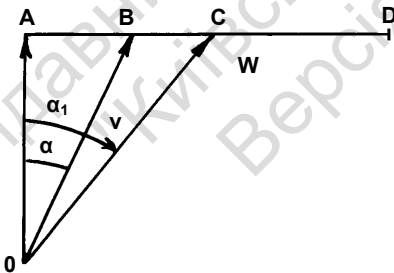


Рис. 6.4. Позірна сейсмічна швидкість у середовищі W .

OA, OB, OC – сейсмічні промені

$$v^* = \frac{v}{\sin \alpha}, \quad (6.10)$$

де α – кут між променем і нормаллю до лінії спостереження. Це рівняння називається

ся рівнянням Бенндорфа і описує залежність між позірною v^* та істинною v сейсмічними швидкостями.

Зі збільшенням кута α величина позірної швидкості зменшується, наближуючись до величини істинної швидкості.

У деяких випадках (великі кути нахилу відбивних елементів) позірна швидкість може бути від'ємною.

6.5. ВЗАЄМНІ ХВИЛІ ТА ВЗАЄМНІ ГОДОГРАФИ

Нехай ми маємо двошарове середовище і джерела O та O' , розташовані у верхньому шарі (рис. 6.5, а). Хвиля, створена

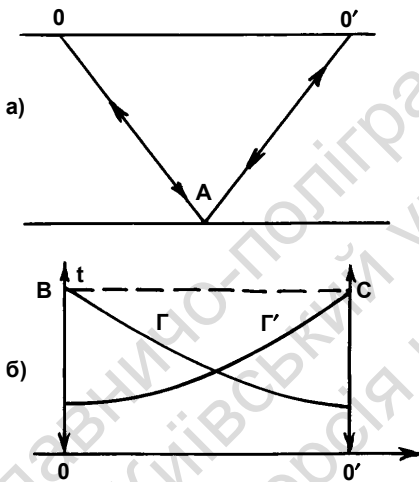


Рис. 6.5. Взаємні хвилі (а) та взаємні годографи (б)

джерелом O , після відбиття від межі двох шарів потрапляє до джерела O' , пройшовши шлях OAO' . Той же шлях, тільки в протилежному напрямку, проходить хвиля, створена джерелом O' і відбита від тієї ж межі. Якщо ці хвилі, що проходять один і той же шлях, мають ще й однаковий фізичний тип (або поздовжній, або поперечний) на тих самих відрізках свого шляху, то вони називаються взаємними хвилями. Годографи, на яких реєструються такі хвилі, називаються

взаємними годографами, точки B і C називаються *взаємними точками* (рис. 6.5, б) (англ. *reciprocal points*).

У сейсморовідці найбільше застосування мають лінійні (здебільшого поздовжні) годографи, які зображуються у вигляді кривих у системі координат (x, t) (рис. 6.5, б). Пари годографів, які розташовані на одній і тій самій ділянці спостереження і належать до джерел, що по різні боки від неї, називаються *зустрічними годографами* (англ. *reversed travelttime curves*) Один із них називають прямим, другий – зворотним (рис. 6.5, б). Пари лінійних годографів, які розташовані на одній і тій самій ділянці спостереження, але належать до джерел, розташованих по один бік від неї, називаються *наганяючими годографами* (англ. *overtaking travelttime curves*) (рис. 6.6).

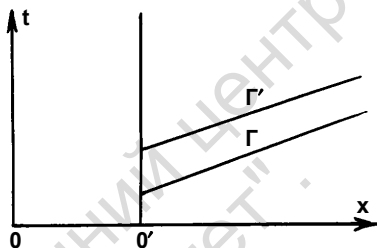


Рис. 6.6. Наганяючі годографи

6.6. ПОБУДОВА ПОЛЯ ЧАСУ В ОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

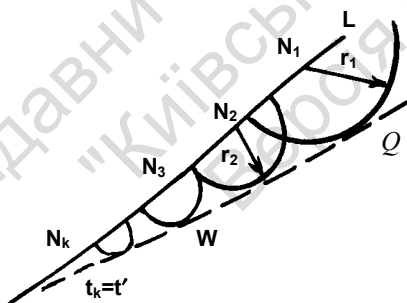


Рис. 6.7. Побудова ізохрони за заданим годографом в однорідному середовищі

Припустимо, що в однорідному двовимірному середовищі W на лінії спостереження L задано годограф Γ_L (рис. 6.7). Необхідно побудувати поля часу цієї хвилі. З цією метою спочатку встановимо положення ізохрони для моменту часу t' . Для цього візьмемо довільну точку N_1 на лінії L з визначеним за допомогою годографа Γ_L часом t_1 , причому нехай

$t_1 > t'$. Зазначимо, що в момент часу $t' < t_1$ фронт хвилі, що поширюється зі швидкістю v , має бути від точки N_1 на відстані

$$r_1 = (t_1 - t')v. \quad (6.11)$$

Далі, з урахуванням рівняння (6.11) з точки N_1 проведемо дугу радіусом r_1 , яка визначить геометричне місце можливих положень елемента фронту в момент t' . Після цього візьмемо іншу, ближчу до N_1 точку N_2 і проведемо ще одну дугу, але вже іншим радіусом

$$r_2 = (t_2 - t')v, \quad (6.12)$$

де t_2 – час у точці N_2 . Насамкінець, продовжуючи такі ж операції для множини точок N_3, N_4, \dots, N_k лінії L і побудувавши відповідне сімейство дуг із центрами в точках N_i , знайдемо положення фронту хвилі або ізохрону в момент часу t' як об'єдну сімейства дуг.

Подальша побудова поля часу здійснюється із застосуванням принципу Гюйгенса.

6.7. ПОБУДОВА ПОЛЯ ЧАСУ В ШАРУВАТОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Припустимо, що середовище складається із декількох шарів $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n$, які торкаються один одного вздовж меж поділу L_1, L_2, \dots, L_{m-1} (рис. 6.8). Швидкість у кожному шарі дорівнює v_1, v_2, \dots, v_m відповідно. Треба побудувати поле часу в багатошаровому середовищі за заданого лінійного годографа деякої хвилі P у шарі W_1 на лінії L_0 .

У межах першого однорідного шару W_1 поле часу будується за принципом, який щойно був розглянутий. Унаслідок цього маємо підставу припустити, що скрізь у шарі W_1 , у тому числі на його межі L_1 , час приходу хвилі відомий, тобто на лінії L_1 , що розмежовує шари W_1 і W_2 наче задано годограф t_{L_1} . Під час

падіння хвилі P_1 на межі L_1 виникають, як відомо, чотири спряжені хвилі: відбиті P_1S_1 і P_1P_1 (середовище W_1) і прохідні P_1S_2 і P_1P_2 (середовище W_2). Фронт кожної із цих хвиль на межі L_1 торкається фронту падаючої хвилі P . Із цього випливає, що на цій межі годографи всіх спряжених хвиль збігаються, унаслідок чого годограф t_{L_1} можна розглядати як годограф кожної із цих хвиль, заданий на межі шарів W_1 і W_2 . Це означає, що побудова поля часу відбитої хвилі в середовищі W_1 і прохідної хвилі у середовищі W_2 зводиться до щойно розглянутої задачі побудови поля часу за заданим годографом.

Таким чином, переходячи послідовно від одного шару до другого, будують поля часу в усьому шаруватому середовищі. У випадку, якщо годограф задано не вздовж нескінченної кривої, а на якійсь її обмеженій ділянці AB (рис. 6.8), поле часу може бути побудовано лише в деякій обмеженій області. Межі області визначаються променями AA_1A_2 і BB_1B_2 , що проходять через крайні точки ділянки, на якій задано годограф.

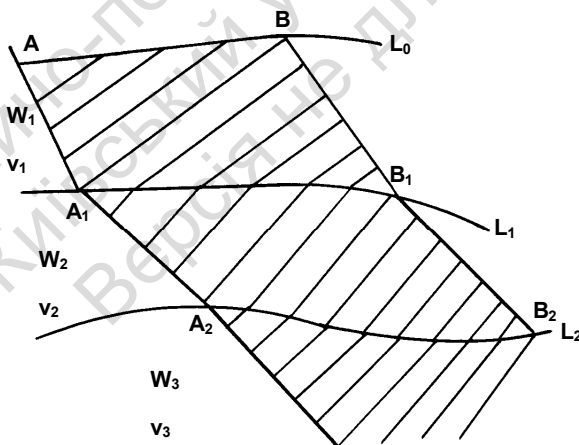


Рис. 6.8. Побудова ізохрони за заданим годографом у випадку шаруватого середовища

6.8. ПОБУДОВА ПРОМЕНІВ В ОДНОРІДНОМУ ДВОШАРОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ

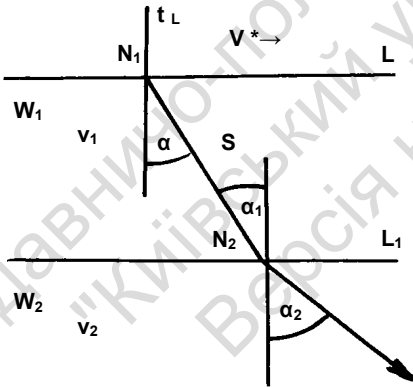
Нехай на лінії L в однорідному середовищі W_1 , що характеризується швидкістю v_1 , задано годограф t_L (рис.6.9).

У довільній точці N_1 на лінії L можна визначити позірну швидкість v^* за формулою $v = \frac{\Delta S}{\Delta t}$. Із співвідношення $v^* = \frac{v_1}{\sin \alpha}$ можна вирахувати кут падіння α (кут між променем і нормаллю до лінії)

$$\sin \alpha = \frac{v_1}{v^*}, \quad \alpha = \arcsin \frac{v_1}{v^*}. \quad (6.13)$$

За необхідності знаходять час пробігу хвилі до будь-якої точки, що лежить на промені, за формулою

$$t = t_{N_1} \pm \frac{S}{v_1}, \quad (6.14)$$



**Рис. 6.9. Побудова променів
в однорідному двошаровому
середовищі**

рмінь у середовище W_2 зі швидкістю v_2 , відокремлене межею L_1 , слід спочатку визначити кут α_2 згідно із співвідношеннями

де t_{N_1} – час, визначений за годографом t_L у точці N_1 , S – довжина променя, що відраховується від точки N_1 . Знак плюс чи мінус залежить від того, визначається час пробігу в напрямку поширення хвилі, чи в протилежному напрямку.

Вирахуваний таким чином прямолінійний промінь можна продовжити до меж однорідного середовища W_1 . Щоб продовжити цей же про-

$\frac{v_1}{\sin \alpha_1} = \frac{v_2}{\sin \alpha_2}$, $\sin \alpha_2 = \frac{v_2}{v_1} \cdot \sin \alpha_1$. Якщо L_1 не паралельна L , то $\alpha'_1 \neq \alpha_1$. У цьому випадку кут α'_1 визначають графічно. Далі, визначивши кут α_2 , будують продовження променя в середовищі W_2 , починаючи з точки N_2 . Час приходу хвилі в будь-яку точку на промені визначають за формулами, аналогічними формулі $t = t_{N_1} + \frac{S}{v_1}$.

При одночасній побудові променів та ізохрон слід мати на увазі, що ці два сімейства ліній є ортогональними і мають скрізь перетинатися під прямими кутами. Ця закономірність використовується для контролю за вірністю розрахунків чи графічних побудов.

У неоднорідних середовищах промені та ізохрони будують за допомогою променевої діаграми, складеної з урахуванням зміни швидкості поширення сейсмічних хвиль у вертикальному та горизонтальному напрямках. Якщо в районі досліджень швидкості змінюються від місця до місця (по латералі), то в цьому випадку слід скласти дві або більше променевих діаграм, які відрізняються одна від одної швидкісними параметрами.

Заяпитання для самоконтролю

1. Охарактеризуйте поле часу розповсюдження сейсмічної хвилі.
2. Що являє собою ізохрона?
3. Що являє собою променева діаграма?
4. Охарактеризуйте лінійний годограф.
5. Розкрийте питання визначення позірної швидкості. Рівняння Бендорфа.
6. Охарактеризуйте взаємні хвилі та взаємні годографи.
7. Яким чином відбувається побудова поля часу в однорідному середовищі?
8. Яким чином відбувається побудова поля часу в шаруватому середовищі?
9. Яким чином відбувається побудова променів в однорідному двошаровому середовищі?

Розділ 7

ГОДОГРАФИ СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ У ДВОШАРОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Для дослідження особливостей розподілу швидкостей поширення пружних хвиль у товщі гірських порід і для побудови сейсмічних меж велике значення має аналіз полів часу та годографів хвиль у двошаровому середовищі. Результати цього аналізу є базовими, або основними при вивченні моделей середовища підвищеного рівня складності.

7.1. ПОЛЕ ЧАСУ ТА ГОДОГРАФ ПРЯМОЇ ХВИЛІ

Розглянемо довільно розташовані джерела $O(x', y', z')$ і точку спостереження $F(x, y, z)$. Віддаль між ними дорівнюватиме

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}. \quad (7.1)$$

За швидкості v в довільному середовищі узагальнене поле часу матиме вигляд

$$t = \frac{r}{v} = \frac{1}{v} \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}. \quad (7.2)$$

Суміщуючі джерело O з початком координат $[O(0, 0, 0)]$, отримаємо простіший вираз

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (7.3)$$

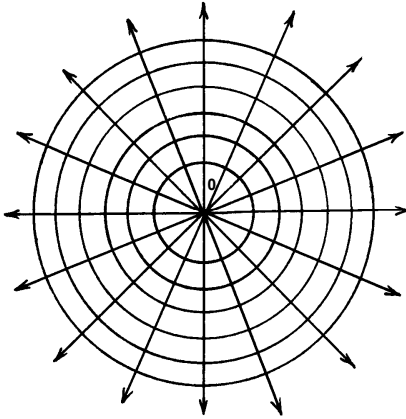


Рис. 7.1. Ізохрони та промені прямої хвилі від точкового джерела в однорідному середовищі (двовимірний випадок)

У цьому випадку x , y , z – це координати точки спостереження, які відраховуються від точки O . З останнього рівняння випливає, що ізохрони прямої хвилі являють собою сімейство концентричних сфер радіусом $r = vt$ із центром у джерелі O (рис. 7.1), а промені збігаються з радіусами.

При $y = 0$ та $z = 0$ (джерело розташовано на початку осі x -в, уздовж якої викону-

ються спостереження) отримаємо лінійний поздовжній годограф:

$$t = \pm \frac{x}{v}, \quad (7.4)$$

що складається з двох відрізків прямих координат (рис. 7.2, а). Ці відрізки називаються гілками годографа – правою та лівою.

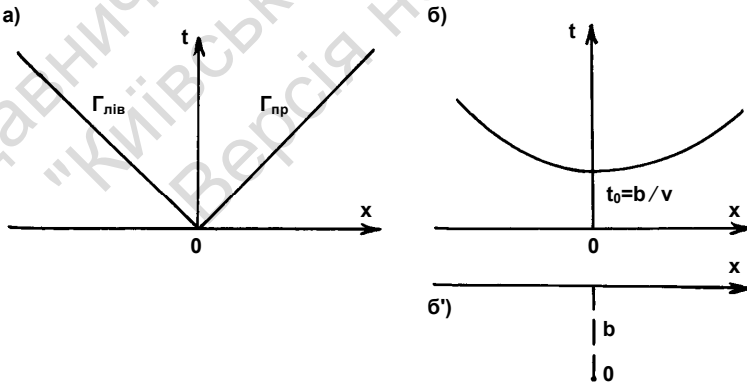


Рис. 7.2. Годографи прямої хвилі від джерела на площині спостережень: а) лінійний поздовжній годограф; б) лінійний непоздовжній годограф; б') план розташування непоздовжнього профілю

Непоздовжній годограф визначається рівнянням

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + b^2}, \quad (7.5)$$

де b – віддаль по нормалі від джерела O до лінії спостереження (рис. 7.2, б'). За формою цей годограф являє собою рівнобічну гіперболу.

7.2. ПОЛЯ ЧАСУ ТА ГОДОГРАФ МОНОТИПНОЇ ВІДБИТОЇ ХВИЛІ ВІД ПЛОСКОЇ ВІДБИВНОЇ МЕЖІ

Уявімо, що ми маємо джерело на поверхні D у точці O та плоску відбивну межу R на довільній глибині h (рис. 7.3).

За постійної швидкості v фронти прямої сферичної хвилі, збудженої в точці O , матимуть вигляд концентричних кіл (рис. 7.3, штрихові лінії). Через деякий час пряма хвиля досягне межі R і відіб'ється від неї у вигляді концентричних кіл

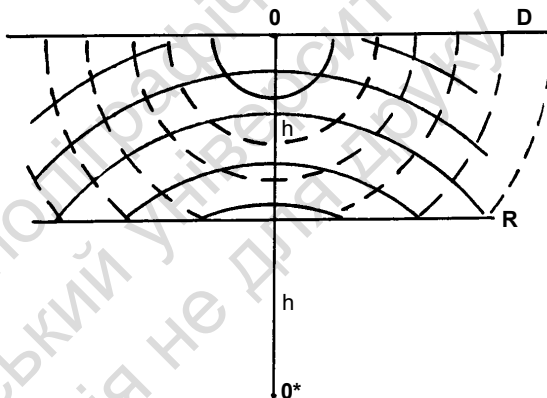


Рис. 7.3. Поле часу відбитої хвилі.
 O^* – уявне джерело (двовимірний випадок)

(ізохрон) (рис. 7.3, суцільні лінії) із центром у точці O^* . Ця точка є дзеркальним відображенням джерела O у відбивній межі R і називається уявним джерелом через те, що сферична відбита хвиля уявляється начебто як та, що виходить з точки O^* . Із цього випливає, що весь шлях, який пройшла хвиля до і після акту відбиття, можна розглядати як шлях начебто прямої хвилі, що виходить з уявного джерела O^* .

Спираючись на цей висновок, виведемо рівняння годографа хвилі, відбитої від межі R на площині w у випадку, коли дже-

рело O розташовано на цій площині. Початок координат розташуємо в джерелі, вісь z спрямуємо донизу. Уявне джерело $O^*(x_0, y_0, z_0)$ розглядатимемо як джерело коливань, після чого відшукаємо час t пробігу хвилі до довільної точки $N(x, y, z)$ площини XOY (площини W):

$$t_N = \frac{O^*N}{v} = \frac{1}{v} \sqrt{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2 + z_0^2} = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 - 2xx_0 + x_0^2 + y^2 - 2yy_0 + y_0^2 + z_0^2} \quad (7.6)$$

Беручи до уваги, що

$$2h_0 = OO^* = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}, \quad (7.7)$$

матимемо

$$t(N) = t = \frac{1}{v} \sqrt{4h_0^2 + x^2 + y^2 - 2xx_0 - 2yy_0}. \quad (7.8)$$

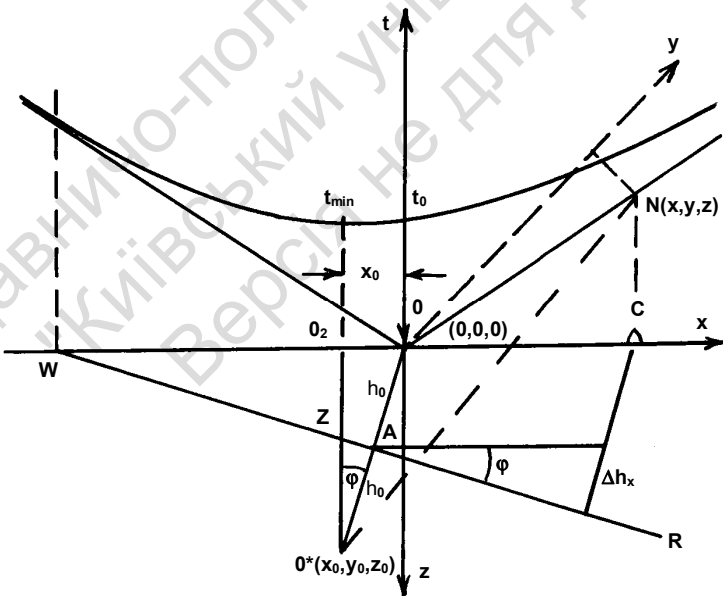


Рис. 7.4. Лінійний годограф відбитої хвилі

Останнє рівняння визначає *поверхневий годограф відбитої хвилі*. У системі координат (x, y, t) годограф являє собою гіперболоїд обертання з вертикальною віссю, що проходить через точку O_2 – вертикальну проекцію уявного джерела O^* на площину (W) (рис. 7.4). У двовимірному варіанті мінімум годографа розташований над точкою O_2 (рис. 7.4) і його положення визначається із трикутника O^*O_2O співвідношенням

$$x_0 = -2h_0 \sin \varphi, \quad (7.9)$$

де φ – уявний кут нахилу межі R , тобто кут між профілем (лінією спостереження на денній поверхні) та лінією відбиття. Справжній кут нахилу межі R можна визначити із співвідношення

$$\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{\cos \beta}, \quad (7.10)$$

де ψ – справжній кут нахилу, β – кут між профілем і проекцією лінії падіння на площину спостереження W (рис. 7.5).

Щоб перейти від рівняння поверхневого годографа відбитої хвилі до *лінійного годографа* відбитої хвилі, розглянемо одновимірний випадок. Покладемо $y=0$ у формулі (7.8) та отримаємо рівняння лінійного годографа відбитої хвилі

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{4h_0^2 + x^2 - 2xx_0}. \quad (7.11)$$

Беручи до уваги, що $x_0 = -2h_0 \sin \varphi$ (із трикутника O^*O_2O , рис. 7.4),

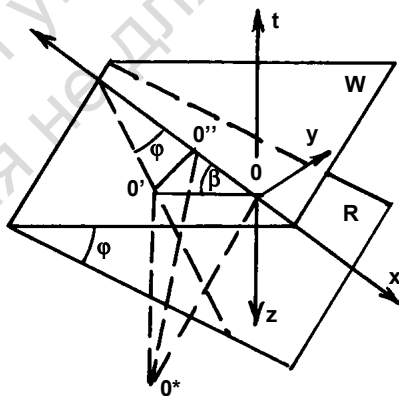


Рис. 7.5. Співвідношення між уявним (φ) і справжнім (ψ) кутами нахилу межі R

можемо записати рівняння поздовжнього лінійного годографа в закінченому вигляді

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{4h_0^2 + x^2 + 4h_0x \sin(\pm \varphi)}. \quad (7.12)$$

Слід мати на увазі, що кут φ є додатним у напрямку падіння відбивної межі (у цьому напрямку збільшується глибина межі, що тягне за собою зростання величини підкореневого виразу в рівнянні (7.12) зі зростанням x та φ).

Рівняння (7.12) відіграє важливу роль у теорії інтерпретації методу відбитих хвиль. Годограф відбитої хвилі в системі координат (x, t) являє собою симетричну гіперболу, мінімум якої зміщений від точки збудження (точки вибуху) в бік підняття лінії відбиття на величину x_0 .

У випадку горизонтальної відбивної межі (тобто $\varphi=0$, або $\sin \varphi = 0$) рівняння годографа спрощується

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{4h^2 + x^2}. \quad (7.13)$$

Відзначимо деякі особливі точки годографа.

1. Час пробігу відбитої хвилі t_0 до точки, що збігається із джерелом, безпосередньо пов'язаний з луна-глибиною h_0 під цією точкою (луна-глибина h_0 – це відстань між джерелом і межею, виміряна вздовж нормалі до межі). Час t_0 широко використовується при обробці та інтерпретації даних методу відбитих хвиль. Коли джерело та приймач пересуваються вздовж профілю, то цей час слід розглядати як $t_0(x)$, де x – їхня спільна координата.

В англомовній літературі t_0 позначається аббревіатурою *TWTT*, або *TWT*, яка є скороченням виразу *two way traveltime*, що в прямому перекладі означає час пробігу подвійного шляху.

2. Час у точці мінімуму годографа дорівнює

$$t_{\min} = \frac{2h \cos \varphi}{v} = \frac{z}{v}, \quad (7.14)$$

де $z = O^*O_2$.

Якщо відрахувати віддаль x уздовж профілю від точки O_2 , то рівняння годографа матиме вигляд

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + z^2}. \quad (7.15)$$

Позірна швидкість $v_{\text{поз}}(v^*)$ дорівнюватиме

$$v_{\text{поз}} = \frac{dx}{dt} = v \sqrt{1 + \left(\frac{z}{x}\right)^2} = v^2 \frac{t}{x}. \quad (7.16)$$

Величина $v_{\text{поз}}$ змінюється вздовж лінії годографа в широких межах – від ∞ (при $x = 0$) до v (при $x \rightarrow \infty$). У точці O

$$v_{\text{поз}} = \frac{v}{\sin \varphi}, \quad (7.17)$$

де φ – кут нахилу межі у площині спостереження.

На рис. 7.6 зображено сімейство годографів відбитих хвиль залежно від глибини z уявного джерела. Зі збільшенням глибини z кривизна годографів в області їхніх мінімумів зменшується. При збільшенні x кутовий коефіцієнт $\frac{dt}{dx}$ усіх

годографів прямує до величини $\frac{1}{v}$.

Годографи, що відповідають різним глибинам z , зі збільшенням x зближуються між собою.

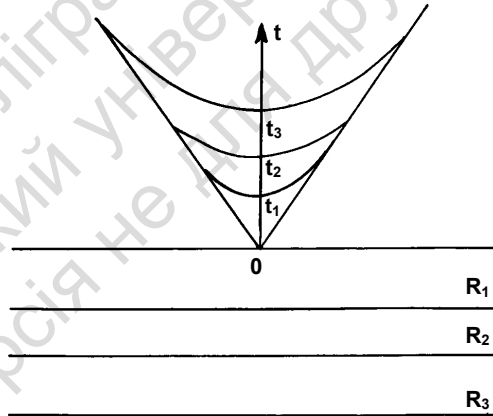


Рис. 7.6. Сімейство лінійних годографів залежно від глибини до відбивної межі (при $\varphi = 0$)

7.3. ГОДОГРАФИ ДИФРАГОВАНИХ ХВИЛЬ

Коли кривизна опуклої відбивної межі на деякій її ділянці необмежено зростає, хвилі від цієї ділянки відбиваються у всіх напрямках. Ця ділянка (D , рис. 7.7) в момент падіння на неї збуджувальної хвилі стає нібито джерелом коливань, що випромінюються в різних напрямках.

Нехай в момент часу t_D довільної точки D досягає фронт падаючої хвилі (рис. 7.7). Час приходу дифрагрованої хвилі в точку $C(x)$ дорівнюватиме

$$t = t_D + \frac{DC}{v} = t_D + \frac{1}{v} \sqrt{h^2 + (x-d)^2}. \quad (7.18)$$

Це – рівняння *годографа хвилі, дифрагрованої від точки D* . Годограф має гіперболічну форму, мінімум її розташований над точкою D' , час у мінімумі:

$$t'_D = t_D + \frac{h}{v}. \quad (7.19)$$

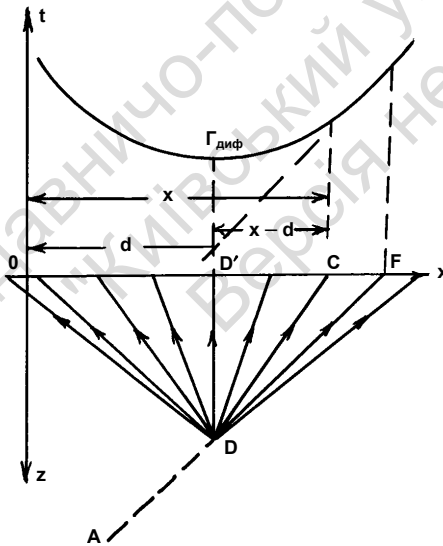


Рис. 7.7. Годограф дифрагрованої хвилі

Годограф дифрагрованої хвилі завжди торкається *годографа хвилі, яка дифрагувала в точці D* . Спільним для обох хвиль є промінь DF . З віддаленням від мінімуму інтенсивність дифрагрованої хвилі швидко згасає через велике розходження.

Дифраговані хвилі часто реєструються в зонах глибинних розломів різних рангів. Узагальнення й аналіз матеріалів ГСЗ показують, що наявність дифрагованих хвиль у

зареєстрованій хвильовій картині є одним із надійних критеріїв для виявлення глибинних розломів у товщі земної кори.

7.4. ЛІНІЙНИЙ ГОДОГРАФ ГОЛОВНОЇ ХВИЛІ

Застосування методу заломлених хвиль потребує спостереження на денній поверхні заломлених (головних) хвиль, що виникли на сейсмічних межах у товщі земної кори. З цією метою виведемо рівняння лінійного поздовжнього годографа головної хвилі для випадку двошарового середовища з плоскою межею.

Припустимо, що спостереження виконуються на горизонтальній поверхні Q вздовж прямолінійного профілю OD , що проходить через точку збудження (пункт вибуху) O (рис. 7.8). Кут φ – позірний кут нахилу заломлювальної межі R , $h = OA$ – луна-глибина заломлювальної межі R . Швидкість у верхньому шарі вище межі R дорівнює v , швидкість нижче межі $R - v_r$, причому $v_r > v$.

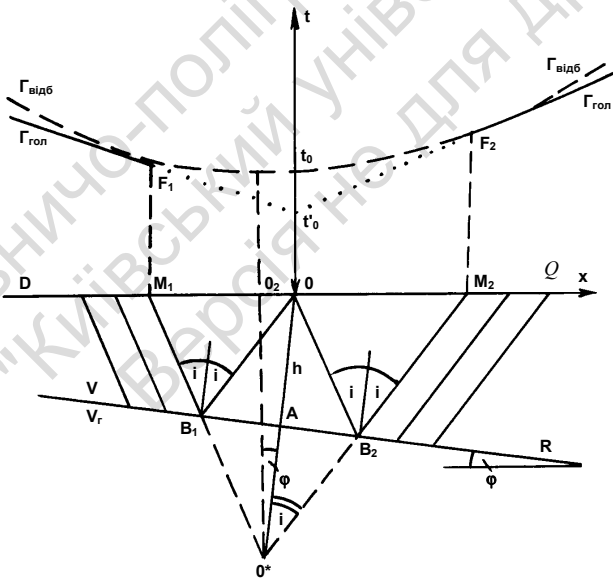


Рис. 7.8. Лінійний годограф головної хвилі.
Зв'язок між годографами відбитої та головної хвиль

З попередніх розділів відомо, що головна хвиля виникає внаслідок ковзання хвилі, що розповсюджується в підстеляючому середовищі вздовж межі з верхнім середовищем. Хвиля, що ковзає, виникає за умови, коли кут падіння падаючої хвилі дорівнює критичному куту i , тобто $i = \arcsin \frac{v}{v_r}$. Ця хвиля породжує у

верхньому середовищі головну хвилю, яка починає вперше спостерігатись у точках B_1 і B_2 , де фронт падаючої хвилі утворює кут i з межею R (рис. 7.8). На поверхні землі головна хвиля починає спостерігатись лише, починаючи з точок M_1 і M_2 , на відрізках лінії спостереження лівіше точки M_1 і правіше точки M_2 . На відріжку M_1M_2 головна хвиля не спостерігається – він має назву *мертва зона головної хвилі* чи *зона відсутності головної хвилі*. Ця зона поділяє годограф головної хвилі $\Gamma_{\text{гол}}$ на дві гілки – ліву, що спостерігається, починаючи з точки F_1 , та праву, що спостерігається, починаючи з точки F_2 .

Необхідно відмітити, що в точках M_1 і M_2 часи приходу головної та відбитої хвилі збігаються через те, що збігаються промені OB_1M_1 та OB_2M_2 , які належать одночасно обом цим хвилям. Таким чином, часи приходу відбитої та головної хвилі в точках M_1 і M_2 є однаковими, а годографи відбитої та головної хвилі мають спільні точки F_1 і F_2 . Ці точки (F_1, F_2), де починаються гілки годографа головних хвиль, мають назву початкових точок годографа головних хвиль. Це є характерні точки годографа головних хвиль: по-перше, позірні швидкості v^* обох хвиль тут збігаються, по-друге, збігаються також дотичні до годографів відбитих і головних хвиль і, по-третє, збігаються і самі годографи. Таким чином, у своїй початковій точці годограф головної хвилі торкається годографа відбитої хвилі.

У випадку плоскої заломлювальної межі годограф головної хвилі являє собою відтинки прямих. Усі промені головної хвилі паралельні між собою, а із цього випливає, що кут виходу, позірна швидкість і нахил годографа залишаються постійними.

Визначимо позірну швидкість годографа (рис. 7.9).

Розглянемо випадок, коли точки спостереження S розташовані в бік занурення межі від пункту вибуху (рис. 7.9, а). Між кутом виходу сейсмічної радіації, кутом нахилу межі φ та критичним кутом i спостерігається співвідношення

$$e = 90^0 - (i + \varphi). \quad (7.20)$$

На підставі закону Бендорфа позірна швидкість v^* буде дорівнювати

$$v_-^* = \frac{v}{\sin(i + \varphi)}. \quad (7.21)$$

У випадку, коли точки спостереження S розташовані в бік підняття межі (рис. 7.9, б), матимемо такі рівняння:

$$e = 90^0 - (i - \varphi),$$

$$v_+^* = \frac{v}{\sin(i - \varphi)}. \quad (7.22)$$

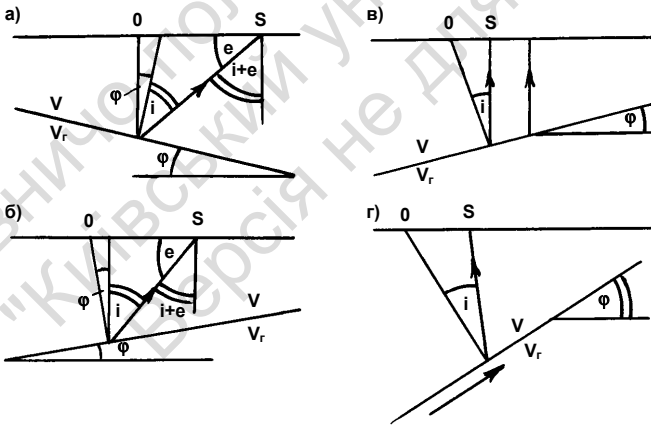


Рис. 7.9. Залежність кута виходу головної хвилі від кута нахилу заломлювальної межі

Аналіз останніх рівнянь показує, що за умови, коли $\varphi = i$ (рис. 7.9, в), позірна швидкість набуватиме нескінченно велико-

го значення. Якщо ж $\varphi > i$ (рис. 7.9, г), то позірна швидкість набуватиме від'ємних значень. Це означає, що головна хвиля раніше досягне точок, більш віддалених від пункту вибуху, і її слід буде на лінії профілю переміщувати не від пункту вибуху, а до нього (рис. 7.9, г).

Для виведення рівняння годографа головної хвилі визначимо координати точок M_1 і M_2 (рис. 7.8). Час пробігу хвилі t_{M_2} до точки M_2 дорівнює

$$t_{M_2} = \frac{OB_2 + B_2M_2}{v}. \quad (7.23)$$

Зважаючи на те, що O^* – уявне джерело, а з рівності трикутників OAB_2 і O^*AB_2 випливає, що $OB_2 = O^*B_2$, тому час пробігу t_{M_2} можна переписати у вигляді

$$t_{M_2} = \frac{O^*M_2}{v}. \quad (7.24)$$

Координата x_{M_2} початкової точки годографа при вимірюванні відстані x від пункту вибуху O дорівнюватиме

$$x_{M_2} = OM_2. \quad (7.25)$$

Далі виконаємо деякі проміжні розрахунки (рис. 7.8):

$$O^*O_2 = 2h \cos \varphi; \quad OO_2 = 2h \sin \varphi; \quad O^*M_2 = \frac{O^*O_2}{\cos(i + \varphi)} = \frac{2h \cos \varphi}{\cos(i + \varphi)}, \quad (7.26)$$

$$O_2M_2 = O^*O_2 \operatorname{tg}(i + \varphi) = 2h \cos \varphi \operatorname{tg}(i + \varphi). \quad (7.27)$$

Отримані значення підставимо в рівняння (7.24) і (7.25) і матимемо

$$t_{M_2} = \frac{2h \cos \varphi}{v \cos(i + \varphi)}; \quad (7.28)$$

$$x_{M_2} = O_2M_2 - OO_2 = 2h \cos \varphi \operatorname{tg}(i + \varphi) - 2h \sin \varphi = \frac{2h \sin i}{\cos(i + \varphi)}. \quad (7.29)$$

Рівняння прямої, що проходить через задану точку $F(x_{M_2}, t_{M_2})$ з кутовим коефіцієнтом

$$\left(\frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{\sin(i + \varphi)}{v} \right) \quad (7.30)$$

матиме такий вигляд:

$$\frac{t - t_{M_2}}{x - x_{M_2}} = \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_- \quad (7.31)$$

Тут знак мінус означає, що розрахунки ведуться для спостережень, розташованих у бік занурення заломлювальної межі.

Після підстановки в (7.31) t_{M_2}, x_{M_2} та $\left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_-$ отримаємо

$$\begin{aligned} t &= \frac{\sin(i + \varphi)}{v} \left[x - \frac{2h \sin i}{\cos(i + \varphi)} \right] + \frac{2h \cos \varphi}{v \cos(i + \varphi)} = \\ &= \frac{x \sin(i + \varphi)}{v} + \frac{2h}{v \cos(i + \varphi)} [\cos \varphi - \sin i \sin(i + \varphi)] \end{aligned} \quad (7.32)$$

або, спростивши цей вираз, отримаємо рівняння поздовжнього годографа головної хвилі в бік занурення заломлювальної межі

$$t = \frac{x \sin(i + \varphi)}{v} + \frac{2h \cos i}{v} \quad (7.33)$$

У протилежний бік (у напрямку підняття заломлювальної межі) рівняння поздовжнього годографа головної хвилі матиме вигляд

$$t = \frac{x \sin(i - \varphi)}{v} + \frac{2h \cos i}{v} \quad (7.34)$$

При $x = 0$ рівняння значно спроститься

$$t = t'_0 = \frac{2h \cos i}{v} \quad (7.35)$$

На відміну від годографа відбитої хвилі, де точка

$$t_0 = \frac{2h}{v} \quad (7.36)$$

лежить на годографі, точка $t'_0 = \frac{2h \cos i}{v}$ є уявною, оскільки вона знаходиться у мертвій зоні головної хвилі, де вона відсу-

тня. Із цією причиною ця точка позначається додатковим штрихом – t'_0 .

При $\varphi = 0$ (заломлювальна межа є горизонтальною) рівняння поздовжнього годографа головної хвилі має вигляд

$$t = \frac{x}{v_T} + \frac{2h \cos i}{v}. \quad (7.37)$$

При збільшенні φ до значень, коли $\varphi + i \geq \frac{\pi}{2}$, промінь головної хвилі не може вийти до поверхні землі (спостереження в бік занурення заломлювальної межі), або промінь прямої хвилі не зможе впасти на заломлювальну межу під кутом i (при спостереженнях у бік підняття заломлювальної межі).

Таким чином, якщо уявний кут падіння плоскої заломлювальної межі вздовж лінії профілю перевищує деяку межу, то на цьому профілі немає сенсу проводити дослідження методом заломлених хвиль. Щоб це встановити, слід перед виконанням основних робіт провести попередні дослідні роботи, спрямовані на вивчення умов залягання заломлювальних меж.

7.5. ГОДОГРАФИ КРАТНИХ ВІДБИТИХ ХВИЛЬ

Рівняння годографа будь-якої кратної монотипної відбитої хвилі у випадку плоских меж розраховується, якщо врахувати, що поле часу хвилі, відбитої від плоскої межі, являє собою сімейство концентричних сфер. Центр цих сфер є уявним джерелом, положення якого можна відшукати через побудову дзеркального відбиття джерела сферичної падаючої хвилі у відбивній межі (рис. 7.10).

Нехай O – дійсне джерело на площині G , вісь z спрямована донизу, O^* – уявне джерело для хвилі, відбитої від межі R . Дзеркальне зображення уявного джерела O^* в межі $R - O_1^*$ визначає положення уявного джерела кратної хвилі, відбитої вниз від поверхні землі. Для спрощення розрахунків вважатимемо межу R горизонтальною.

Щоб знайти положення уявного джерела O_2^* двократно відбитої хвилі, відобразимо точку O_1^* у межі R .

За аналогією з годографом однократної відбитої хвилі двократно відбиту монотипну хвилю, що реєструється в точці A (рис. 7.10), можна розглядати як результат однократного відбиття падаючої хвилі від уявної відбивної межі R^* з луна-глибиною h^* за умови, що швидкість у покривному середовищі дорівнює v . Виходячи із цього, час приходу кратної хвилі в точку $A(t_A)$

буде дорівнювати $t_A = \frac{O_2^*A}{v}$. Із трикутника OO_2^*A знаходимо

$$O_2^*A = \sqrt{OO_2^{*2} + OA^2} . \quad (7.38)$$

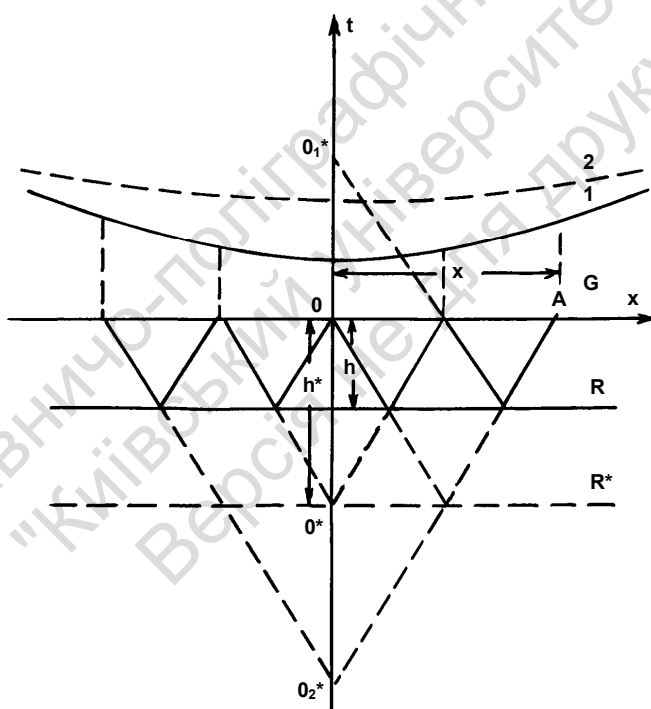


Рис. 7.10. Хід променів кратної хвилі та схема побудови уявних джерел:

- 1 – годограф однократно відбитої хвилі;
- 2 – годограф двократно відбитої хвилі

Беручи до уваги, що $OO_2^* = 2h^*$, а $OA = x$, перепишемо

$$O_2^*A = \sqrt{(2h^*)^2 + x^2} \quad (7.39)$$

та підставимо цей вираз у t_A

$$t_A = \frac{1}{v} \sqrt{4h^{*2} + x^2}, \quad (7.40)$$

що являє собою рівняння годографа двократної відбитої хвилі для випадку горизонтального залягання відбивної межі. При похилому заляганні відбивної межі рівняння набуває вигляду

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{4h^{*2} + x^2 + 4h^* x \sin 2\psi}, \quad (7.41)$$

де ψ – кут нахилу відбивної межі. Слід підкреслити, що двократну хвилю можна спостерігати лише при $\psi < 45^0$. В іншому разі ($\psi > 45^0$) двократна хвиля не повернеться до поверхні землі тому, що її промені будуть спрямовані не вгору, а донизу.

Як відомо, кратні хвилі в сейсморозвідці являють собою серйозну заваду при реєстрації корисних хвиль, тому боротьба з кратними хвилями є однією зі складових польових і камеральних процесів сейсмічного методу розвідки.

7.6. ГОДОГРАФИ ГОЛОВНИХ ХВИЛЬ ВІД КРИВОЛІНІЙНОЇ МЕЖІ. ЕФЕКТ ПРОНИКНЕННЯ

Розглянемо годографи головних хвиль у випадку криволінійної заломлювальної межі. Коли швидкості v_0 та v_1 в обох середовищах постійні, то критичний кут $i = \arcsin \frac{v_0}{v_1}$ буде та-

кож постійним.

У зв'язку з цим при зміні кута нахилу криволінійної межі кут падіння головної хвилі α на лінію профілю буде змінюватись – це веде до зміни позірної швидкості, яка визначається форму-

лою $v^* = \frac{v_0}{\sin \alpha}$. Зміна позірної швидкості є ознакою криволінійної форми годографа. Зв'язок між характером кривизни заломлювальної межі та позірною швидкістю можна охарактеризувати такими трьома випадками:

1) Заломлювальна межа ввігнута – кут виходу головної хвилі з віддаленням від джерела зменшується, у результаті чого позірна швидкість зростає (рис. 7.11, а). При $\varphi = i$ позірна швидкість досягає нескінченно великого значення, при $\varphi > i$ позірна швидкість стає від'ємною.

2) Заломлювальна межа ввігнута з малим радіусом кривизни. За великої глибини залягання межі промені головної хвилі можуть перетинатися між собою ще до досягнення ними поверхні Землі (рис. 7.11, б). Це призводить до порушення нормальності послідовності відповідних точок спостереження та заломлення. Як результат такого порушення на годографі головної хвилі утворюються петлі з точками повернення (рис. 7.11, б).

3) Заломлювальна межа опукла – промені головної хвилі набувають віялоподібної форми (рис. 7.11, в). З відстанню від джерела позірна швидкість головної хвилі зменшується – годограф має ввігнуту форму. За великої кривизни (або, що те саме, за дуже малого радіуса кривизни) розходження головної хвилі стає великим аж до виродження головної хвилі в дифраговану для граничного випадку.

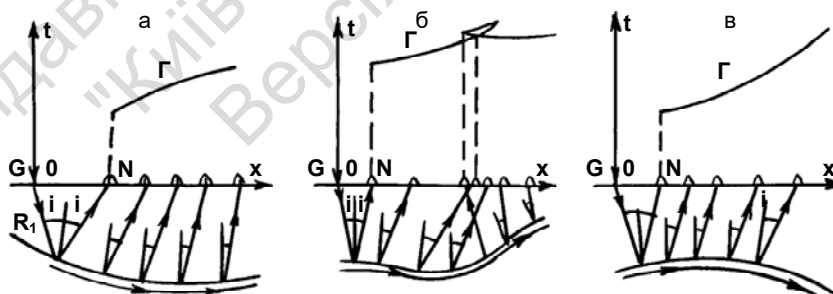


Рис. 7.11. Годографи головних хвиль від криволінійних меж:
 а – при ввігнутій межі; б – при утворенні петлі на годографі;
 в – при опуклій межі

Важливою властивістю годографів головних хвиль є незалежність їхньої форми від відстані до джерела (на відміну від годографів відбитих хвиль), якщо межа не дуже відрізняється від площини. На відрізку AB (рис. 7.12) два годографи (Γ_1 та Γ_2) головної хвилі, які належать відповідно до пунктів вибуху O_1 та O_2 , пов'язані з одним і тим самим відрізком заломлювальної межі $A'B'$. Тобто годографи Γ_1 та Γ_2 на цьому відрізку несуть інформацію про один і той же відрізок межі, а головні хвилі за однакового критичного кута проходять один і той самий шлях за однакового нахилу променів. Це веде до однакової позірної швидкості годографів $\Gamma_1 = \Gamma_2$, тобто до подібності або, що те саме, до їхньої паралельності. Годографи, що зареєстровані при вибухах (або невибуховому збудженні) у двох точках, розташованих по один бік від ділянки спостереження, називаються *наганяючими* (Γ_1) та *ті, яких наганяють* (Γ_2).

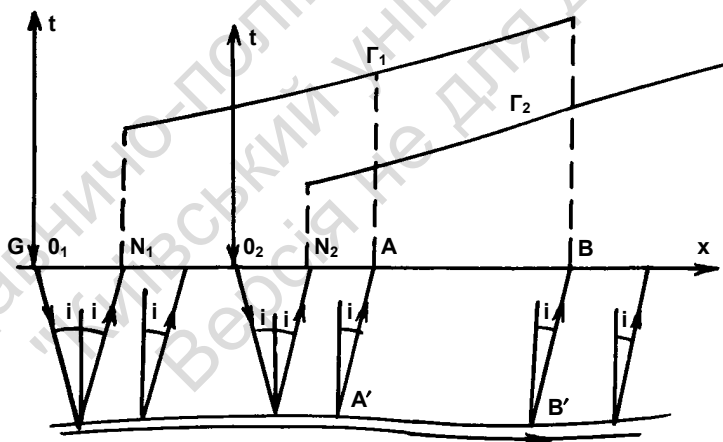


Рис. 7.12. Подібність форми наганяючих годографів головних хвиль

Подібність наганяючих годографів головних хвиль є їхньою важливою властивістю, яка використовується для розпізнавання хвиль, що утворились на одній і тій самій межі. Подібність годографів головних хвиль може не виконуватись у таких випадках:

1. Заломлювальна межа має складну форму і тому промені, що проходять через сусідні точки спостереження на прямолінійному профілі, виявляються розташованими в різних площинах.

2. У випадку опуклої заломлювальної межі прохідна хвиля (рис. 7.13, штрихова лінія), що двічі заломилася на межі, надходить до точок спостереження дещо раніше, ніж головна, і може бути помилково розпізнана як головна. Утворення подібної прохідної хвилі має назву – *ефект проникнення I роду*. Для виявлення цього ефекту порівнюють пари наганяючих годографів. При цьому годографи головних хвиль будуть паралельними між собою, а прохідних – ні, оскільки за наявності проникнення порушується ознака їхньої подібності. Якщо заломлювальний шар, як це часто буває, має невелику товщину, то явище проникання виражено дуже слабо і не має практичного значення.

3. Має місце *ефект проникнення II роду*, зумовлений виникненням рефрагованої хвилі в нижньому градієнтному середовищі (промені цієї хвилі показано штриховою лінією на рис. 7.14).

У цьому випадку зі збільшенням відстані від джерела збудження годограф Γ_1 наближається до годографа Γ_2 , у результаті чого спостерігається нерівність $\Delta t_2 < \Delta t_1$, а позірна швидкість, визначена за годографом Γ_1 у точці A , буде більшою, ніж у точці B годографа Γ_2 . Таким чином, визначальною ознакою ефекту проникнення II роду є зближення між собою пари наганяючих годографів з віддаленням від точки збудження (рис. 7.14).

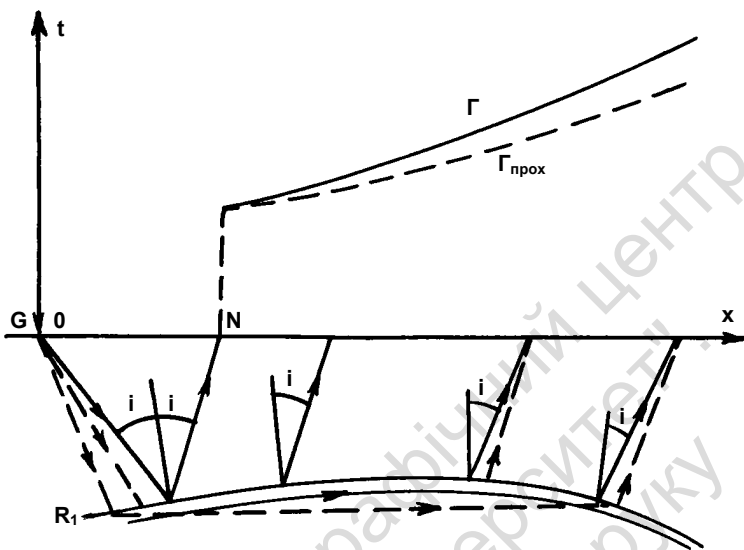


Рис. 7.13. Наганяючі годографи. Явище проникнення I роду

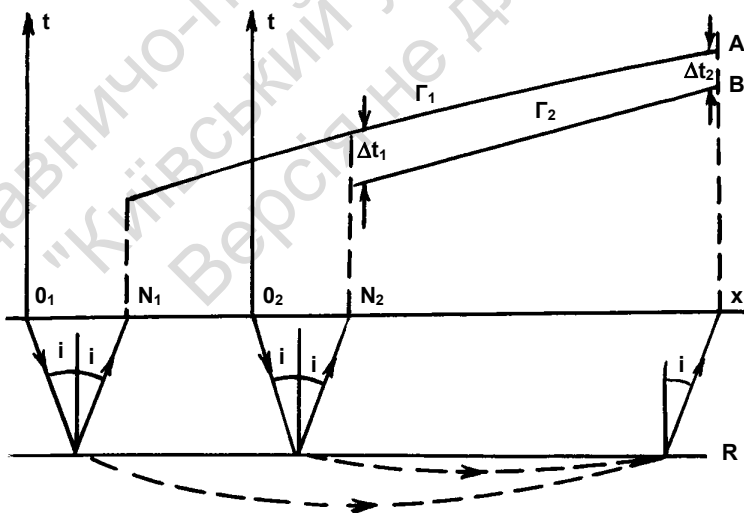


Рис. 7.14. Ефект проникнення II роду

7.7. ГОДОГРАФИ ПРОХІДНИХ ХВИЛЬ. ВЕРТИКАЛЬНІ ГОДОГРАФИ РІЗНИХ ТИПІВ ХВИЛЬ

Визначимо поля часу прохідної хвилі в підстеляючому шарі зі швидкістю v_1 . У покривній товщі швидкість беремо рівною v_0 , межа поділу горизонтальна. Час приходу прохідної хвилі в точку $C(O, Z)$ визначається як час проходження відрізків OA та AC (рис. 7.15, а).

Із трикутника ABO можна записати, що $t_{AO} = \frac{h_0}{v_0 \cos \alpha}$, та із трикутника ADC

$$t_{AC} = \frac{z - h_0}{v_1 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}}, \quad (7.42)$$

де $n = \frac{v_1}{v_0}$.

Тоді

$$t_c = \frac{h_0}{v_0 \cos \alpha} + \frac{z - h_0}{v_1 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (7.43)$$

Значимо d як відстань від джерела до вертикального неподовжнього профілю й отримаємо рівняння вертикального годографа в параметричній формі

$$z = (d - h_0 \operatorname{tg} \alpha) \sqrt{\frac{1}{n^2 \sin^2 \alpha} - 1}. \quad (7.44)$$

Із цих рівнянь видно, що кутовий коефіцієнт вертикального годографа при $z \rightarrow \infty$ прямує до величини v_1 незалежно від співвідношення швидкостей. На рис. 7.15 (б) наведено вертикальні годографи прямої (на відтинку профілю $0 < z < h_0$) та прохідної (при $z > h_0$) хвиль при $v_0 > v_1$. На рис. 7.15 (в) зображено вертикальні годографи при $v_0 < v_1$.

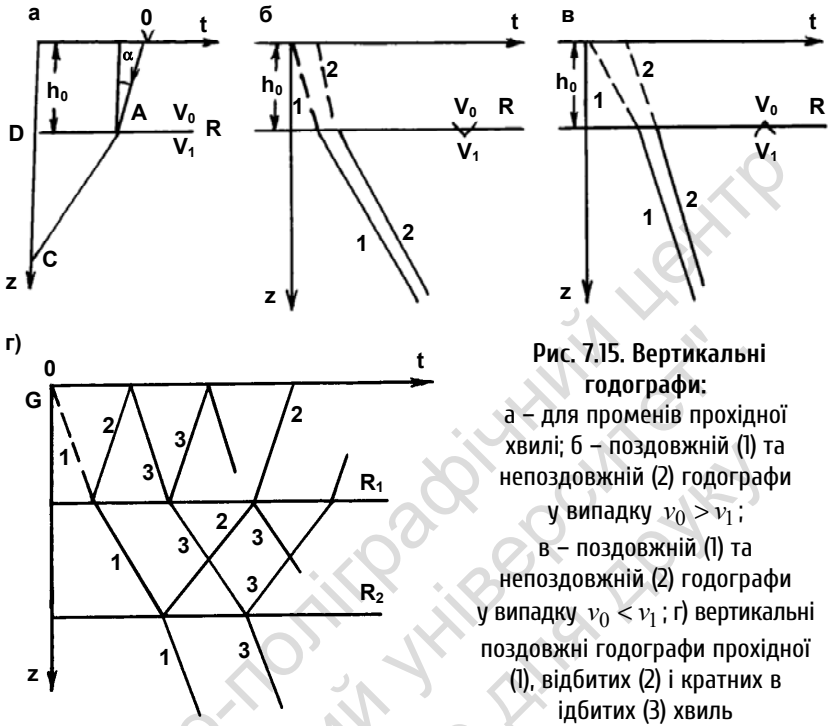


Рис. 7.15. Вертикальні годографи:
 а – для променів прохідної хвилі; б – поздовжній (1) та непоздовжній (2) годографи у випадку $v_0 > v_1$; в – поздовжній (1) та непоздовжній (2) годографи у випадку $v_0 < v_1$; г) вертикальні поздовжні годографи прохідної (1), відбитих (2) і кратних в ідбитих (3) хвиль

Крім прямої та прохідної хвилі, уздовж вертикальної лінії всередині шару можуть спостерігатись і всі інші хвилі, розглянуті в даному розділі. Поздовжні годографи хвилі, відбитої від горизонтальної межі R , а також кратних відбитих хвиль являють собою, на відміну від поздовжніх горизонтальних годографів, прямолінійні відтинки, що торкаються один одного на поверхнях G та R_1 (рис. 7.15, г). Позірні швидкості $\frac{dz}{dx}$ дорівнюють швидкості $\pm v_p$ або $\pm v_s$ залежно від типу хвилі та напрямку її розповсюдження. Непоздовжні годографи цих хвиль мають криволінійну форму, причому позірна швидкість завжди більша за істинну швидкість відповідної хвилі.

Запитання для самоконтролю

1. Яким чином визначається площовий годограф хвилі для точкового джерела в однорідному середовищі?
2. Зобразіть схему годографа відбитої хвилі.
3. Охарактеризуйте особливі точки годографа.
4. Наведіть в аналітичному вигляді рівняння годографа відбитої хвилі.
5. Наведіть в аналітичному вигляді рівняння годографа дифрагрованої хвилі.
6. Опишіть зв'язок між годографами відбитої та головної хвиль.
7. Що таке "мертва зона" і яким чином вона визначається?
8. Опишіть залежність кута виходу головної хвилі від різних випадків нахилу заломлювальної межі.
9. Опишіть годографи кратних хвиль.
10. Опишіть годографи головних хвиль для різних типів криволінійних меж.
11. Що являє собою ефект проникнення I роду?
12. Що являє собою ефект проникнення II роду?
13. Зобразіть вертикальні годографи різних типів хвиль в покритій товщі.

Розділ 8

ГОДОГРАФИ ХВИЛЬ У БАГАТОШАРОВИХ І ГРАДІЄНТНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Реальне геологічне середовище, особливо осадова товща, складається, як правило, з великої кількості окремих шарів з різноманітними параметрами, і тому часто моделюється у сейсморозвідці у вигляді тришарового чи зі збільшенням кількості шарів як багат шарове середовище. У градієнтних середовищах необхідно враховувати поступову зміну швидкості сейсмічних хвиль з глибиною.

8.1. ГОДОГРАФИ ХВИЛЬ У БАГАТОШАРОВИХ СЕРЕДОВИЩАХ

У шаруватих середовищах розрізняють горизонтально-шаруваті середовища з кутами нахилу до $10\text{--}15^\circ$ та вертикально-шаруваті середовища з великими кутами нахилу шарів до 90° включно. За умов поєднання таких характеристик середовища, як велика кількість меж, нахилених під різними кутами, з різними пружними властивостями порід у шарах, з різною конфігурацією окремих шарів і так далі кількість можливих вирішень кінематичних задач (розрахунки годографів) виявляється занадто великою. З огляду на це обмежимося лише аналізом найпростіших моделей, чого буде достатньо, щоб визначити найважливіші особливості основних типів хвиль, що мають широке використання у сейсморозвідці.

8.1.1. Годографи відбитих хвиль за горизонтально-шаруватого середовища

Нехай модель однорідно-шаруватого середовища містить у собі $m+1$ шарів w_1, w_2, \dots, w_m з горизонтальними межами R_1, R_2, \dots, R_m і вільною межею G (рис. 8.1). Товщина шарів h_0, h_1, \dots, h_{m-1} і швидкості в шарах v_0, v_1, \dots, v_{m-1} відповідно. Джерело і початок координат розташовані в точці 0 на площині G , вісь x лежить на площині G , вісь z спрямована донизу.

Зазначимо через $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_m$ кути між променем падаючої або відбитої хвилі з віссю z . Вони пов'язані між собою формулою

$$\frac{\sin \alpha_0}{v_0} = \frac{\sin \alpha_1}{v_1} = \frac{\sin \alpha_2}{v_2} = \dots = \frac{\sin \alpha_{n-1}}{v_{n-1}} = \frac{\sin \alpha_n}{v_n}. \quad (8.1)$$

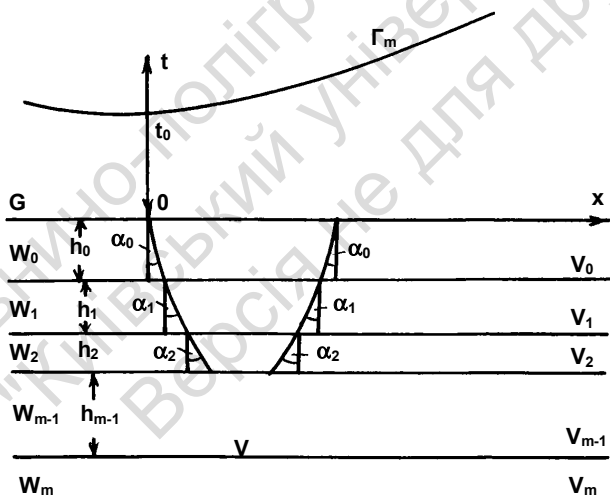


Рис. 8.1. Годограф відбитої хвилі в багат шаровому середовищі

Користуючись цими співвідношеннями, визначимо $\sin \alpha_i$, $\cos \alpha_i$ та $\operatorname{tg} \alpha_i$:

$$\sin \alpha_i = \frac{v_i}{v_0} \sin \alpha_0, \quad \cos \alpha_i = \sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_0}\right)^2 \sin^2 \alpha_0}, \quad \operatorname{tg} \alpha_i = \frac{\frac{v_i}{v_0} \cdot \sin \alpha_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_0}\right)^2 \sin^2 \alpha_0}}. \quad (8.2)$$

Ураховуючи (8.1) і (8.2), можна представити рівняння годографа відбитої від межі R_m хвилі у параметричній формі:

$$t = 2 \sum_{i=0}^{m-1} \frac{h_i}{v_i \cdot \cos \alpha_i} = 2 \sum_{i=0}^{m-1} \frac{h_i}{v_i \sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_0}\right)^2 \sin^2 \alpha_0}}, \quad (8.3)$$

$$x = 2 \sum_{i=0}^{m-1} h_i \cdot \operatorname{tg} \alpha_i = 2 \sum_{i=0}^{m-1} h_i \frac{\frac{v_i}{v_0} \sin \alpha_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_0}\right)^2 \sin^2 \alpha_0}}. \quad (8.4)$$

Надаючи параметру α_0 різні значення, можна розрахувати годограф відбитої хвилі.

Аналіз отриманих рівнянь дозволяє зробити такі висновки:

1. Час в точці 0 ($x=0$) дорівнює

$$t_0 = 2 \sum_{i=0}^{m-1} \frac{h_i}{v_i \cos 0^0} = 2 \sum_{i=0}^{m-1} \frac{h_i}{v_i \cdot 1}, \quad (8.5)$$

оскільки $\cos 0^0 = 1$.

У кінцевому виразі

$$t_0 = 2 \sum_{i=0}^{m-1} \frac{h_i}{v_i}. \quad (8.6)$$

2. У точці 0 позірна швидкість v^* має найбільше значення: $v^* = \infty$. З віддаленням від цієї точки кут α_0 монотонно

зростає, що тягне за собою зменшення v^* . Це видно із співвідношення

$$v^* = \frac{v_0}{\sin \alpha_0}, \quad (8.7)$$

де зі зростанням α_0 зростає також $\sin \alpha_0$, що призводить до зменшення значення v^* . Поблизу точки 0 (джерело збудження коливачів або пункт вибуху) годограф має зовнішню подібність до годографа хвилі, відбитої від плоскої межі в однорідному покривному середовищі.

3. Ретельні дослідження показують, що за невеликої довжини годографа порівняно з глибиною відбивної межі будь-якому годографу Γ для багат шарового середовища відповідає годограф для однорідного середовища, який з невеликою похибкою збігається з годографом для багат шарового середовища.

4. За великих, порівняно з глибиною h , відстаней від джерела позірною швидкістю відбитої хвилі прямує до постійного значення v_{\max} , тобто до найбільшої із швидкостей v_0, v_1, \dots, v_{m-1} у шарах, що покривають відбивну межу (рис. 8.2, а). У цьому випадку годограф відбитої хвилі майже прямолінійний, а хвиля основну частину шляху, яка з відстанню збільшується, розповсюджується у шарі зі швидкістю v_{\max} . Ця хвиля, яка називається підекранною відбитою хвилею, на великих відстанях від джерела характеризується годографом, дуже схожим на годограф головної хвилі.

5. За умови похилих меж годограф хвилі, відбитої від межі всередині шаруватого середовища, не має вертикальної осі симетрії. На рис. 8.2 (б) зображено годограф Γ_1 хвилі, відбитої від горизонтальної межі R_1 , що відокремлює середовище W_0 зі швидкістю v_0 від середовища W_1 зі швидкістю v_1 причому $v_1 > v_0$. Мінімум годографа Γ_2 розташований над точкою O_2 та зрушений від джерела O в бік підняття межі R_2 . Точки B_1 та B_2 перетину годографів Γ_1 та Γ_2 унаслідок нахиленого залягання межі R_2 розташовані несиметрично відносно пункту вибуху O . За великих кутів нахилу відбивної межі асиметрія

годографа Γ_2 виявляється дуже помітною. Точка B_1 посувається при цьому до точки O , причому чим більший кут нахилу, тим менша відстань між цими точками.

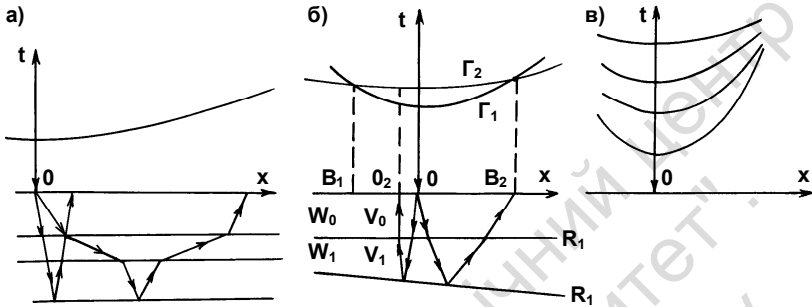


Рис. 8.2. Годографи відбитих хвиль у шаруватому середовищі:
 а – схема променів і годограф за великих віддалень від джерела;
 б – схема променів і годографи у випадку неузгоджено залягаючих меж;
 в – серія годографів відбитих хвиль

6. За наявності у розрізі низки горизонтально залягаючих шарів при незмінному положенні джерела можна побудувати сукупність годографів хвиль, відбитих від різних меж, яка називається серією годографів відбитих хвиль (рис. 8.2, в). Досить часто можна вважати, що годографи відбитих хвиль на невеликих відстанях від джерела не перетинаються між собою, а лише зближуються з віддаленням від нього. Перетинаються ж годографи на таких відстанях, за яких здебільшого не працюють методом відбитих хвиль.

Слід зауважити, що протягом останніх 15–20 років метод відбитих хвиль, особливо в регіональному варіанті, досить часто застосовується до відстаней, які в кілька разів перевищують глибину основних відбивних меж. За кордоном така методика спостережень отримала назву *wide angle observations*, що в перекладі з англійської мови означає *спостереження із широким кутом реєстрації*. За таких умов годографи відбитих хвиль перетинаються між собою, що помітно ускладнює хвильову картину.

На практиці досить часто трапляються випадки, коли за наявності серії відбивних меж від більшості з них реєструються

малоінтенсивні й переривчасті хвилі. Тоді відбиття від однієї-двох витриманих і сильних сейсмічних меж можуть без особливих ускладнень формувати годографи, що реєструються безперервно на значних інтервалах спостережень. Такими межами є, як правило, межа поділу Мохоровичича, відбиття від якої реєструються повсюдно, або деякі межі, розташовані в кристалічній корі, що мають регіональне або локальне поширення.

8.2. ГОДОГРАФИ ГОЛОВНИХ ХВИЛЬ У ВИПАДКУ ГОРИЗОНТАЛЬНО-ШАРУВАТОГО СЕРЕДОВИЩА

Головні хвилі виникають на поверхні таких шарів, у яких швидкість перевищує швидкості в усіх достатньо потужних шарах, що залягають вище по розрізу. Головні хвилі, які можуть реєструватися на сейсмограмах, можуть утворюватись, напевне, лише на поверхні тих шарів, які мають достатню потужність порівняно з довжиною хвилі.

Розглянемо багатошарове середовище, що складається з $(m+1)$ шарів W_0, W_1, \dots, W_m зі швидкостями v_0, v_1, \dots, v_m (рис. 8.3). Якщо межі R_1, R_2, \dots, R_m горизонтальні та виконується умова

$$v_m > v_l, \quad (l < m), \quad (8.8)$$

то координати початкової точки N головної хвилі, що утворилась на межі R_m , будуть такі:

$$\begin{aligned} X_N^{(m)} &= 2 \sum_{l=0}^{m-1} h_l \operatorname{tg} \alpha_{lm}, \\ t_N^{(m)} &= 2 \sum_{l=0}^{m-1} \frac{h_l}{v_l \cdot \cos \alpha_{lm}}. \end{aligned} \quad (8.9)$$

де α_{lm} – кут, що становить з вертикаллю в i -му шарі промінь, який потім (пізніше) падає на поверхню шару W_m під критичним кутом

$$\alpha_{m-1,m} = \arcsin \frac{v_{m-1}}{v_m}. \quad (8.10)$$

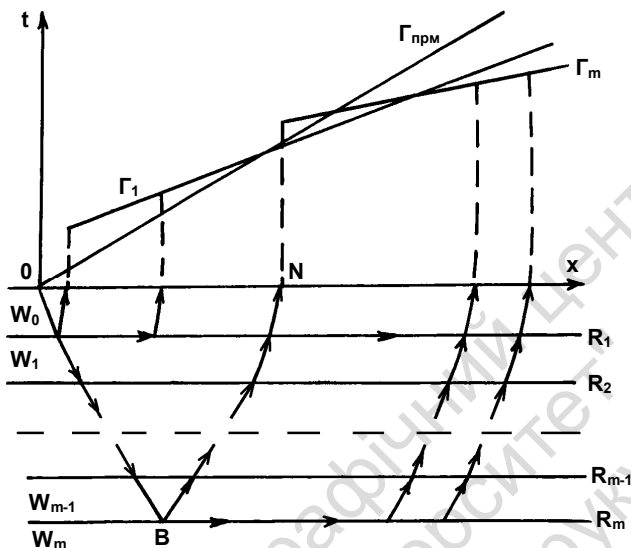


Рис. 8.3. Годографи головних хвиль у шаруватому середовищі: схема променів і годографи прямої ($\Gamma_{\text{прм}}$) і головних ($\Gamma_1, \dots, \Gamma_m$) хвиль

Позірна швидкість головної хвилі є постійна і дорівнює

$$v^* = \frac{v_0}{\sin \alpha_0 m} = \frac{v_{m-1}}{\sin \alpha_{m-1} m} = v_m, \quad (8.11)$$

тобто дорівнює справжній швидкості в шарі W_m , у якому поширюється заломлена хвиля, що ковзає по його поверхні.

Ураховуючи формули (8.9), отримаємо рівняння поздовжнього годографа головної хвилі

$$t = \frac{x}{v_m} + 2 \sum_{l=0}^{m-1} \frac{h_l \cdot \cos \alpha_{lm}}{v_l} = \frac{x}{v_m} + t'_{0m}. \quad (8.12)$$

Ця формула справедлива для будь-якої кількості меж за умови, коли має місце нерівність $v_m > v_l$ ($l < m$). Таким чином, якщо в розрізі маємо декілька меж, на яких утворюються головні хвилі, то позірна швидкість наступних головних хвиль зі збільшенням глибини зростатиме. Буде також зростати й t'_{0m} . Усі годографи Γ_m головних хвиль мають перетинатися між собою, а також з

годографом прямої хвилі. В оточенні точок перетину утворюються зони накладення коливань (інтерференції).

Сукупність годографів головних хвиль, утворених на різних межах при одному положенні джерела, називають серією годографів головних хвиль. У більшості випадків кожен із цих годографів на короткому відрізку лінії спостереження потрапляє в зону перших вступів (*first arrivals*). У деяких випадках головна

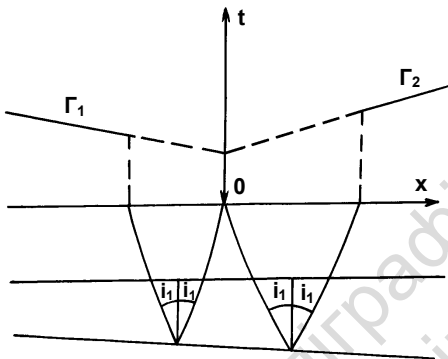


Рис. 8.4. Годографи головних хвиль у шаруватому середовищі: годографи головної хвилі у випадку похилої межі

хвиля не простежується у перших вступах – явище випадання шару. Це явище спостерігається, коли нижче цього шару та поблизу його залягає шар, у якому швидкість значно вища, ніж у шарі. Якщо заломлювальні межі залягають похило, то права (G_2) і ліва (G_1) гілки годографів несиметричні (рис. 8.4.). Позірна швидкість (v^*) у напрямку підняття (G_1) більша, ніж у напрямку падіння (G_2). Порівняно з положенням зони перших вступів за горизонтального залягання межі зазначена зона за похилого залягання межі зміщується від пункту вибуху в напрямку падіння межі. І навпаки, у напрямку підняття межі зона наближається до пункту вибуху.

8.3. ГОДОГРАФИ ГОЛОВНИХ І ДИФРАГОВАНИХ ХВИЛЬ У ВИПАДКУ СКИДУ

У реальних геологічних умовах горизонтально-шарувате середовище час від часу може порушуватися такими диз'юнктивними дислокаціями, як зсуви, скиди, насуви і та ін. Це, звичайно, ускладнює хвильову картину через те, що годографи хвиль, пов'язаних з горизонтально-шаруватим середовищем, утрачають

свою неперервність і простежуються фрагментарно. З'являються також нові хвилі, відсутні за спокійного залягання шарів.

Виходячи із зазначеного вище, розглянемо модель (вертикальний скид), для якої характерні як горизонтальні, так і вертикальні межі.

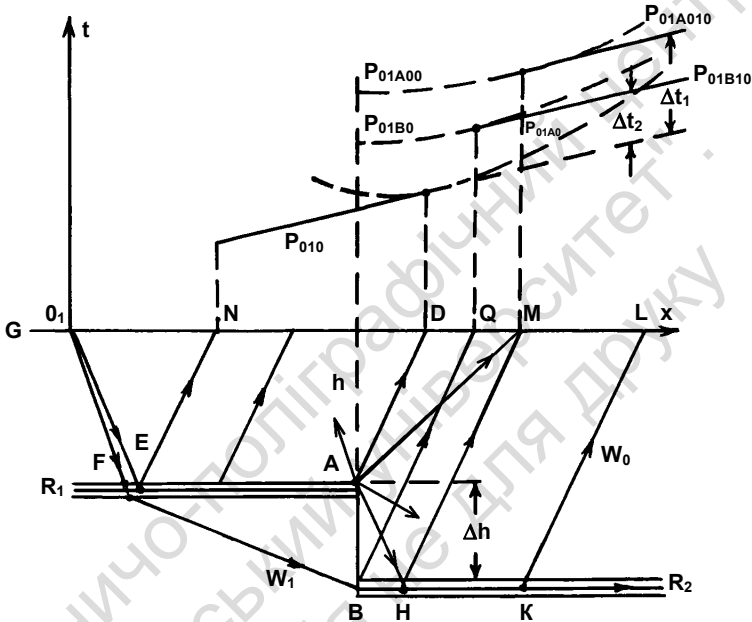


Рис. 8.5. Годографи у випадку вертикального скиду.
Джерело розташовано над піднятим крилом

Припустимо, що під однорідним шаром W_0 на глибині h розташовано середовище W_1 , порушене вертикальним скидом з амплітудою Δh . Уздовж поверхонь R_1 та R_2 залягає заломлювальний шар W_1 товщиною $\lambda < h > \Delta h$.

Припустимо також, що пункт вибуху розташований над піднятою частиною скиду. У цьому випадку на ділянці ND спостерігається звичайна головна хвиля P_{010} , що виникла на піднятому крилі R_1 скиду. Досягнувши краю скиду – лінії AB , хвиля,

що розповсюджується вздовж поверхні R_1 (заломлена хвиля), дифрагує. У цей момент часу вся лінія AB , а також точка A , відповідно до принципу Гюйгенса можуть розглядатись як точкові джерела коливань. Дифрагована хвиля P_{01A0} , що виникла в шарі W_1 , має такі характеристики:

1) хвиля спостерігається на поверхні $G - P_{01A0}$ – її годограф має гіперболічну форму і дотикається годографа P_{01} у точці D ;

2) хвиля падає на опущений край R_2 скиду під критичним кутом і, утворюючи дифраговану головну хвилю P_{01A010} (один з її променів – O_1EANKL), її годограф P_{01A010} є паралельним годографу хвилі P_{010} , але він зсунутий у бік більших значень часу на час

$$\Delta t = \frac{2\Delta h \cos i}{v_0}; \quad (8.13)$$

3) відбиваючись від опущеного краю R_2 , хвиля P_{01A0} утворює відбиту хвилю P_{01A00} ; годограф цієї хвилі має спільну точку з годографом хвилі P_{01A010} у початковій точці її годографа.

Можливий інший варіант утворення хвиль від опущеного крила. Хвиля, поширюючись шляхом O_1FB , дифрагує в точці B . Як результат дифракції в опущеній частині шару виникає хвиля, що поширюється вздовж поверхні R_2 , утворюючи дифраговано-головну хвилю P_{01B10} . Її промінь – $OFBKL$ (рис. 8.5). Годограф цієї хвилі паралельний годографу хвилі P_{010} та зсунутий від нього в бік більшого часу на величину Δt_2 . Якщо знехтувати різницею положень точок F та E і до того ж припустити, що $\Delta h \ll EA$, то

$$\Delta t_2 = \frac{\Delta h \cdot \cos i}{v_0}. \quad (8.14)$$

Дифрагована хвиля, що виникає у точці B (P_{01B0}), також виходить на поверхню. Її годограф має гіперболічну форму і спільну точку з годографом хвилі P_{01B10} в його початковій точці.

8.4. ПОЛЯ ЧАСУ ТА ГОДОГРАФИ ХВИЛЬ У ГРАДІЄНТНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Якщо в реальних умовах швидкість хвиль при переході від одного шару до іншого змінюється незначно, то кращим наближенням до її дійсного розподілу в середовищі є припущення, що швидкість є неперервною чи дискретно-неперервною функцією координат простору. Слід підкреслити, що напрямок градієнта швидкості в середовищі може бути різним, але звичайно у вертикальному напрямку швидкість змінюється з найбільшим градієнтом.

8.4.1. Загальні рівняння променів і поля часу

З метою вирішення плоскої задачі зробимо такі припущення: 1) вісь x збігається з поверхнею землі; 2) швидкість v є функцією лише глибини

$$v = v(z). \quad (8.15)$$

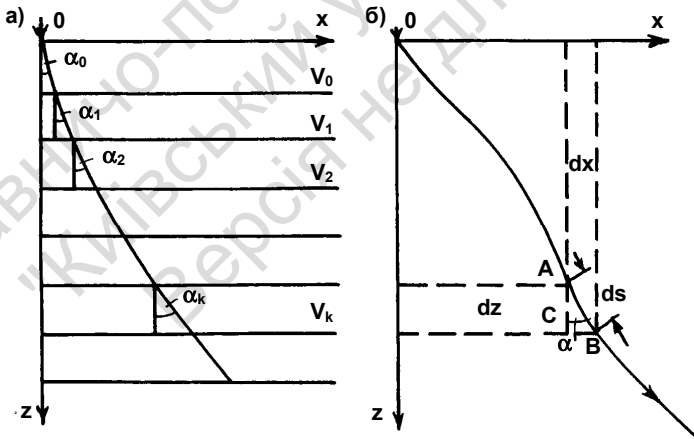


Рис. 8.6. Промені в градієнтному середовищі:
а) наближене зображення градієнтного середовища;
б) ілюстрація до виведення рівняння променя

Вісь z спрямуємо донизу, початок координат розташуємо, як це часто припускається у сейсморозвідці, у джерелі O (рис. 8.6, а). Поділимо півпростір ZOX горизонтальними лініями на множину тонких шарів з товщиною Δz кожен (рис. 8.6, а). За малої товщини цих шарів швидкість у межах кожного з них можна вважати постійною. Розглянемо довільний промінь, що виходить з точки O . Заломлюючись на межах шарів, він матиме ламану форму, як зображено на рис. 8.6, а. Далі припустимо, що кількість шарів необмежено збільшується ($n \rightarrow \infty$), а одночасно із цим товщина Δz кожного з них необмежено зменшується ($\Delta z \rightarrow 0$). У цьому випадку ламаний промінь перетвориться в криву лінію, а швидкість перетвориться у неперервну функцію $v(z)$ глибини. Із цього випливає, що кут між променем і вертикаллю в кожній точці променя буде також функцією $\alpha(z)$ глибини.

Тоді замість рівняння

$$\frac{\sin \alpha_0}{v_0} = \frac{\sin \alpha_1}{v_1} = \dots = \frac{\sin \alpha_k}{v_k} \quad (8.16)$$

маємо

$$\frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = p = \text{const}, \quad (8.17)$$

де p – параметр променя.

Це співвідношення дозволяє визначити нахил променя $\alpha(z) = \arcsin pv(z)$ у будь-якій його точці, якщо задано параметр променя p і відомий розподіл швидкості $v(z)$ в середовищі.

Розглянемо нескінченно малий елемент ds променя (рис. 8.6, б). Із трикутника ABC маємо рівності

$$dx = \operatorname{tg} \alpha(z) dz, \quad ds = \frac{dz}{\cos \alpha(z)}. \quad (8.18)$$

Підставимо сюди із (8.17) значення $\sin \alpha(z) = pv(z)$. Тоді беручи до уваги, що

$$\cos \alpha(z) = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha(z)} = \sqrt{1 - p^2 v^2(z)} \quad (8.19)$$

та

$$\operatorname{tg} \alpha(z) = \frac{\sin \alpha(z)}{\cos \alpha(z)}, \quad (8.20)$$

маємо

$$dx = \frac{pv(z)dz}{\sqrt{1-p^2v^2(z)}}, \quad ds = \frac{dz}{\sqrt{1-p^2v^2(z)}}. \quad (8.21)$$

Час dt пробігу хвилі вздовж елемента променя ds дорівнюватиме

$$dt = \frac{ds}{v(z)} = \frac{dz}{v(z)\sqrt{1-p^2v^2(z)}}. \quad (8.22)$$

Щоб вивести рівняння променя та часу пробігу в кінцевій формі, проінтегруємо рівняння (8.21) і (8.22) у межах від нуля до Z :

$$x = \int_0^Z \frac{pv(z)dz}{\sqrt{1-p^2v^2(z)}}, \quad (8.23)$$

$$t = \int_0^Z \frac{dz}{v(z)\sqrt{1-p^2v^2(z)}}. \quad (8.24)$$

Рівняння (8.23) визначає сімейство променів, які виходять із точки O , залежно від параметра p . Рівняння (8.24) дозволяє обчислити час пробігу хвилі від джерела до довільної точки, розташованої на глибині Z уздовж будь-якого променя сімейства.

У ряді випадків, коли функцію $v(z)$ задано в конкретній формі, можна отримати функцію поля часів. Використовуючи її, можна побудувати сімейство ізохрон. Згідно із загальними властивостями поля часу ізохрони мають бути ортогональні променям. Промені та ізохрони об'єднують на одному графіку – променевій діаграмі.

Радіус кривизни променя ρ у кожній його точці визначається

градієнтом швидкості $\frac{dv}{dz}$ у середовищі

$$\rho = \left(p \frac{dv}{dz} \right)^{-1}. \quad (8.25)$$

У випадку однорідного середовища швидкість є постійною величиною, тому $\frac{dv}{dz} = 0$. При підстановці цього значення у

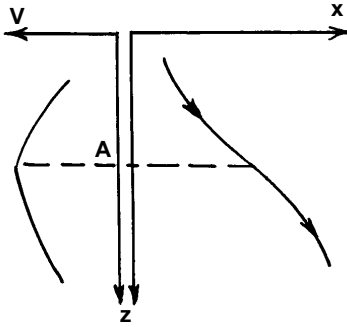


Рис. 8.7. Зв'язок між градієнтом швидкості та кривизною променя

(рис. 8.7). Навпаки, при зміні зменшення швидкості з глибиною на зростання опуклості променя змінюється на його ввігнутість.

(8.25) виявляється, що ρ (радіус кривизни) набуває нескінченно великих значень. Із цього випливає, що промені являють собою прямі лінії. Якщо поблизу деякої точки A напрямок зміни швидкості змінюється (у даному випадку – рис. 8.7 – швидкість спочатку з глибиною зростала, а потім почала зменшуватись), то змінюється знак величини ρ , унаслідок чого ввігнутість променя змінюється поблизу точки A опуклістю

8.5. ГОДОГРАФИ ГОЛОВНОЇ, РЕФРАГОВАНИХ І ВІДБИТИХ ХВИЛЬ У ГРАДІЄНТНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Уявімо, що на глибині h залягає горизонтальна заломлювальна межа R , нижче якої середовище має постійну швидкість $v_{гп}$. Вище межі в покривному середовищі швидкість $v(z)$ з глибиною поступово зростає, $v_{гп} > v(z)$, причому при $z \leq h$. Промені головної хвилі становлять постійний критичний кут i з вертикаллю (рис. 8.8), отже, усі вони паралельні між собою і мають одне й те саме значення параметра

$$p_{кр} = \frac{\sin i}{v(z)} = \frac{\sin \alpha(h)}{v(h)}. \quad (8.26)$$

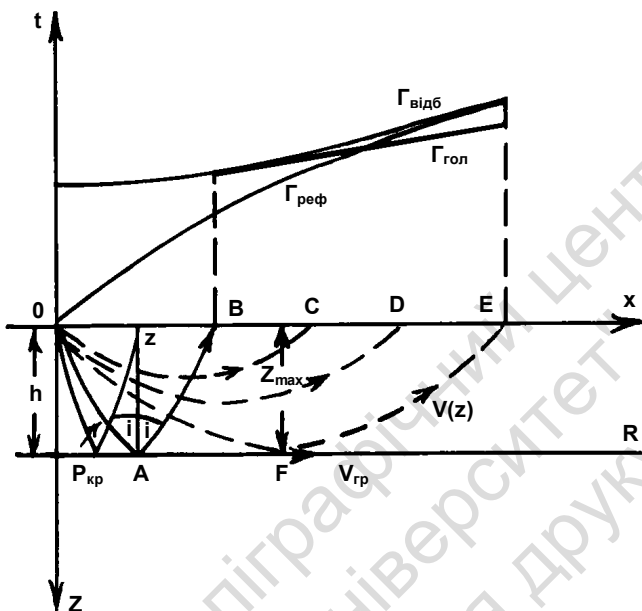


Рис. 8.8. Промені та годографи головної, рефрагрованої та відбитої хвиль у випадку покривного градієнтного середовища

Позірну швидкість $v_{\text{поз}}$ на підставі закону Снелліуса та рівняння

$$\frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = p = \text{const} \quad (8.27)$$

можна записати у вигляді

$$v_{\text{поз}} = \frac{v(O)}{\sin \alpha(O)} = \frac{v(h)}{\sin \alpha(h)} = v_{\text{гр}} = \frac{1}{p_{\text{пр}}} = \text{const} . \quad (8.28)$$

З огляду на те, що $v_{\text{гр}} = \text{const}$, годограф головної хвилі $\Gamma_{\text{голл}}$ являє собою відрізок прямої лінії

$$t = \frac{x}{v_{\text{гр}}} + t_0^1. \quad (8.29)$$

Величина t_0^1 визначається у цьому випадку формулою

$$t_0^1 = 2 \int_0^h \sqrt{v^{-2}(z) - v_{\text{гп}}^{-2}} dz, \quad (8.30)$$

яка є узагальненням формули

$$t = \frac{x}{v_m} + 2 \sum_{l=0}^{m-1} \frac{h_l \cos \alpha_{lm}}{v_l} = \frac{x}{v_m} + t_{0m}^1. \quad (8.31)$$

Формула (8.31) виводиться таким чином:

У наведену вище формулу замість v_l підставимо $v(z)$, замість $\alpha_{lm} - \alpha(z)$ та проінтегруємо в межах від 0 до h

$$t_0^1 = 2 \int_0^h \frac{\cos \alpha(z) dz}{v(z)}. \quad (8.32)$$

Підставимо замість $\cos \alpha(z)$ вираз $\cos \alpha(z) = \sqrt{1 - p_{kp}^2 v^2(z)}$ і отримаємо

$$t_0^1 = 2 \int_0^h \frac{\sqrt{1 - p_{kp}^2 v^2(z)} dz}{v(z)}, \quad (8.33)$$

або після простих перетворень маємо

$$t_0^1 = 2 \int_0^h \sqrt{\frac{1}{v^2(z)} - p_{kp}^2}. \quad (8.34)$$

Беручи до уваги, що згідно з (8.28) $p_{kp}^2 = \frac{1}{v_{\text{гп}}^2}$, отримаємо в кінцевому результаті

$$t_0^1 = 2 \int_0^h \sqrt{v^{-2}(z) - v_{\text{гп}}^{-2}}. \quad (8.35)$$

Таким чином, годограф головної хвилі визначається рівнянням

$$t = \frac{x}{v_{\text{гп}}} + 2 \int_0^h \sqrt{v^{-2}(z) - v_{\text{гп}}^{-2}}. \quad (8.36)$$

Головна хвиля простежується на поверхні землі, починаючи з відстані $x_B = OB$ від пункту вибуху (рис. 8.8)

$$x_B = 2 \int_0^h p_{kp} v(z) [1 - p_{kp}^2 v^2(z)]^{1/2} dz. \quad (8.37)$$

У своїй початковій точці годограф головної хвилі так само, як і у випадку постійної швидкості в покривному середовищі, торкається годографа хвилі, відбитої від тієї ж межі.

При зростанні швидкості в середовищі з глибиною (тобто $\frac{dv}{dz} > 0$) на лінію спостереження виходять промені, які досягли в середовищі різної глибини – це *промені прямої рефрагованої хвилі* (англ. *diving wave*). Промінь, визначений параметром P , який виходить, наприклад, у точці C (чи D), не може зануритися більше, ніж на деяку граничну глибину Z_{\max} , де виконується умова

$$\frac{\sin 90^\circ}{v(Z_{\max})} = \frac{1}{v(Z_{\max})} = p = \frac{\sin \alpha(O)}{v(O)} = \frac{1}{v_{\text{поз}}}. \quad (8.38)$$

На глибині Z_{\max} цей промінь є горизонтальним, тобто становить кут 90° з вертикаллю (рис. 8.28). Через свою симетрію промінь повертається на лінію $Z = 0$ (денна поверхня) у точці D . Координату цієї точки ($x = OD$) можна визначити з рівняння

$$x = 2 \int_0^Z \frac{pv(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 v^2(z)}}, \quad (8.39)$$

узявши в ньому $Z = Z_{\max}$, знаходимо

$$x = 2 \int_0^{Z_{\max}} \frac{pv(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 v^2(z)}}. \quad (8.40)$$

Подібним чином можна визначити також час t приходу хвилі в цю точку (D) з рівняння (8.24)

$$t = 2 \int_0^{Z_{\max}} \frac{dz}{v(z) \sqrt{1 - p^2 v^2(z)}}. \quad (8.41)$$

Рівняння (8.40) і (8.41) визначають годограф $\Gamma_{\text{реф}}$ рефрагованої хвилі. У точці виходу променя на денну поверхню позірна швидкість рефрагованої хвилі v^* дорівнює істинній швидкості в точці найглибшого занурення променя у середовище: $v^* = v_{\text{іст}}(z_{\text{max}})$. Це впливає зі співвідношення (8.38). Якщо відома v^* , то можна обчислити параметр променя:

$$p = \frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = \frac{\sin 90^\circ}{v(z_{\text{max}})} = \frac{1}{v(z_{\text{max}})} = \frac{1}{v^*}. \quad (8.42)$$

Уявімо собі, що горизонтальна заломлювальна межа R , що залягає на глибині $Z = h$, є одночасно і відбивною межею (що, як правило, має місце в природі). Через те, що кут падіння монотипної хвилі дорівнює куту відбиття, параметри p для променів падаючої та відбитої хвиль є однаковими. Із цього випливає, що обидва промені симетричні відносно точки відбиття A (рис. 8.8). Таким чином, час приходу хвилі в точку спостереження B згідно з рівнянням

$$t = \int_0^Z \frac{dz}{v(z)\sqrt{1-p^2v^2(z)}} \quad (8.43)$$

дорівнюватиме

$$t = 2 \int_0^h \frac{dz}{v(z)\sqrt{1-p^2v^2(z)}}. \quad (8.44)$$

Із рівняння (8.44) очевидно, що абстрактна межа інтегрування Z замінена на конкретну величину, яка, як відомо, відповідає глибині горизонтальної відбивної межі.

Подібним чином з урахуванням симетрії променів падаючої та відбитої хвиль визначається координата $x = OB$ точки спостереження

$$x = 2 \int_0^h \frac{pv(z)dz}{\sqrt{1-p^2v^2(z)}}. \quad (8.45)$$

Рівняння (8.44) і (8.45) визначають годограф відбитої хвилі $\Gamma_{\text{відб}}$. У точці $x=0$ годограф має мінімум. У цій точці

$$\left(p = \frac{\sin \theta^0}{v(z)} = 0 \right) \text{ час } t_0 \text{ обчислюється за формулою}$$

$$t_0 = 2 \int_0^h \frac{dz}{v(z) \sqrt{1 - 0 \cdot v^2(z)}} = 2 \int_0^h \frac{dz}{v(z)} = \frac{2h}{v_{\text{сеп}}}. \quad (8.46)$$

За необмеженого віддалення від джерела збудження позірна швидкість $v^* = \frac{dx}{dt}$ годографа асимптотично наближається до v_{max} , тобто до найбільшого значення швидкості в межах зміни глибини від 0 до h .

Слід зазначити, що відбита хвиля у випадку поступового зростання швидкості з глибиною може спостерігатися на денній поверхні не всюди. Область її простежування обмежена глибиною відбивної межі та особливостями закону збільшення швидкості v з глибиною. Так, якщо $\frac{dv}{dz} > 0$, то промінь OFE (рис. 8.8), що падає на межу під найбільшим можливим кутом $\alpha = 90^\circ$, повернеться на поверхню на деякій відстані OE . Якщо прирівняти Z_{max} до h ($z = h$, тоді $p_{OE} = \frac{1}{v(h)}$), цю відстань (OE) можна визначити за формулою

$$x = 2 \int_0^h \frac{pv(z)dz}{\sqrt{1 - p^2v^2(z)}}. \quad (8.47)$$

Зрозуміло, що в точці E годографи $\Gamma_{\text{реф}}$ рефрагованої хвилі та $\Gamma_{\text{відб}}$ відбитої хвилі торкаються один одного через те, що промені обох хвиль у цій точці збігаються (рис. 8.8).

Розглянемо інший випадок, за якого шар з постійною швидкістю v_0 залягає на півпросторі, швидкість у якому біля його поверхні дорівнює $v_1 > v_0$ і зростає з глибиною (рис. 8.9). За такого розподілу швидкостей промені прямої хвилі після викривлення у

градієнтному нижньому середовищі повернуться до межі R і після заломлення на ній повернуться до лінії спостереження x . Уздовж цієї лінії спостерігатиметься заломлено-рефрагована хвиля. Перший промінь хвилі OAB , що падає на межу R під кутом $\sin i = \frac{v_0}{v_1}$, є також променем хвилі, відбитої від цієї межі.

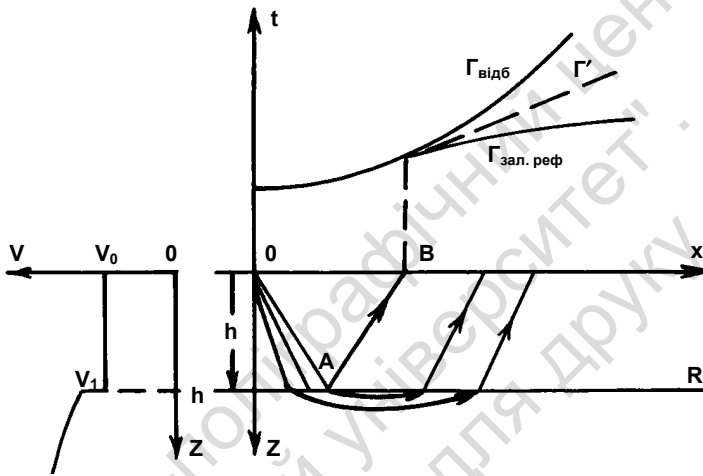


Рис. 8.9. Промені та годографи різних хвиль у випадку підстильного градієнтного середовища

Таким чином, у точці B годографи відбитої $\Gamma_{\text{відб}}$ і заломленої $\Gamma_{\text{зал. реф}}$ рефрагованої хвиль мають спільну точку і спільну дотичну. Ця дотична збігається за положенням і формою з годографом головної хвилі Γ' , яка спостерігалась би при $v_1 = \text{const}$. Зі зростанням v_1 з глибиною годограф заломленої рефрагованої хвилі $\Gamma_{\text{зал. реф}}$ поступово відхиляється від годографа головної хвилі Γ' у бік меншого часу. Це відхилення можна тлумачити як результат проникнення хвилі в підстильний шар, яке схоже на проникнення у випадку опуклих заломлювальних меж. Тому дію рефракції називають *ефектом проникнення II роду*. У зв'язку з проникненням наганяючі годографи заломлених рефрагова-

них хвиль не зберігають подібності, а з віддаленням від джерел збудження зближуються між собою.

Рівняння поздовжнього годографа заломленої рефрагованої хвилі можна записати у вигляді

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{2h p v_0}{\sqrt{1-p^2 v_0^2}} + 2 \int_h^{z_{\max}} \frac{p v(z) dz}{\sqrt{1-p^2 v^2(z)}}, \\
 t &= \frac{2h}{v_0 \sqrt{1-p^2 v_0^2}} + 2 \int_h^{z_{\max}} \frac{dz}{v(z) \sqrt{1-p^2 v^2(z)}}.
 \end{aligned}
 \tag{8.48}$$

У цих рівняннях перші члени показують шлях проходження хвилі в покривному середовищі з постійною швидкістю v_0 , другі – шлях проходження хвилі в нижньому градієнтному середовищі, де v зростає з глибиною $[v(z)]$.

Заломлені рефраговані хвилі практично повсюдно реструються в методі заломлених хвиль і в глибинному сейсмічному зондуванні. Годографи цих хвиль широко використовуються у згаданих методах з метою вивчення швидкісних характеристик глибинних геологічних розрізів уздовж сейсмічних профілів.

8.6. ПОЛЯ ЧАСУ ТА ГОДОГРАФИ ХВИЛЬ У СЕРЕДОВИЩІ З ЛІНІЙНОЮ ЗАЛЕЖНІСТЮ ШВИДКОСТІ ВІД ГЛИБИНИ

Визначимо рівняння променів і час пробігу хвилі вздовж променя за умови лінійного зростання швидкості з глибиною. Припустимо, що ми маємо функцію

$$v(z) = v_0(1 + \beta z), \tag{8.49}$$

де v_0 – швидкість поблизу поверхні землі (англ. *initial velocity*); β – коефіцієнт, що визначає ступінь зміни швидкості з глибиною, його розмірність L^{-1} . Як ми вже визначили раніше, рівняння променя у загальному випадку має вигляд

$$x = \int_0^z \frac{p v(z) dz}{\sqrt{1-p^2 v^2(z)}}. \tag{8.50}$$

Підставимо в це рівняння функцію

$$x = \int_0^z \frac{pv_0(1+\beta z)dz}{\sqrt{1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2}} = \frac{1}{p\beta v_0} \left[\sqrt{1-p^2v_0^2} - \sqrt{1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2} \right]. \quad (8.51)$$

Ураховуючи формулу

$$\frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = p = \text{const}, \quad (8.52)$$

для випадку $z = 0$, матимемо

$$(x - x_1)^2 + (z - z_1)^2 = r_1^2. \quad (8.53)$$

У цій формулі

$$x_1 = (\beta \text{tg} \alpha_0)^{-1}, \quad z = -\beta^{-1}, \quad r_1 = (\beta \sin \alpha_0)^{-1}. \quad (8.54)$$

Рівняння (8.53) визначає сімейство променів, що виходять із джерела O і характеризуються різними значеннями параметра p . Ці промені являють собою дуги кіл, радіусом r_1 із центрами, розташованими в точках $M(x_1, r_1)$ (рис. 8.10). За зміни параметра p центр кола (точка M) пересувається паралельно осі x

уздовж прямої $r = -\frac{1}{\beta}$.

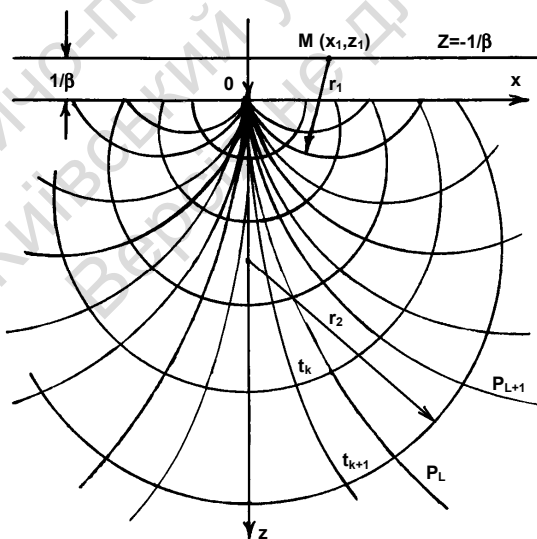


Рис. 8.10. Променева діаграма

Час t пробігу хвилі вздовж променя можна визначити з рівняння

$$t = \int_0^z \frac{dz}{v(z)\sqrt{1-p^2v^2(z)}}, \quad (8.55)$$

підставивши у (8.55) замість $v(z)$ вираз $v_0(1+\beta z)$, маємо

$$t = \int_0^z \frac{dz}{v_0(1+\beta z)\sqrt{1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2}}. \quad (8.56)$$

У результаті деяких перетворень, які полягають у виключенні параметра p , отримаємо функцію поля часу

$$x^2 + (z - z_2)^2 = r_2^2, \quad (8.57)$$

$$r_2 = \frac{1}{\beta} sh\beta v_0 t, \quad (8.58)$$

де

$$z_2 = \frac{1}{\beta} (ch\beta v_0 t - 1).$$

Якщо надати часу постійне значення $t = t_i$, то одержимо рівняння ізохрони, яке є дугою кола радіусом r_2 із центром у точці M з координатами $x=0$, $z=z_2$ (рис. 8.10). Сімейство ізохрон має вигляд сімейства кіл, центри яких розташовані на осі z та пересуваються в бік додатних значень зі збільшенням часу t .

Під час роботи в регіонах, де швидкість від місця до місця зростає з глибиною за різними закономірностями (а це можливо в регіонах з потужною осадовою товщею), виникає необхідність у діаграмах, що відповідають тій чи іншій експериментально визначеній залежності $v(z)$. У цьому разі променеві діаграми можуть бути розраховані, якщо експериментальним шляхом знайдену криву $v(z)$ можна апроксимувати однією з таких функцій шляхом добору значень параметрів v_0 , β , n , a , b :

$$\begin{aligned} v &= v_0(1+\beta z)^{1/n}, \quad (n=1,2,\dots), \\ v &= v_0 e^{\beta z}, \quad v = v_0 + kz^{1/n}, \\ v &= v_0 \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right)^{-1/2}, \quad v = a - be^{\beta z}. \end{aligned} \quad (8.59)$$

Променеві діаграми можна також розрахувати, використовуючи безпосередньо формули

$$x = \int_0^z \frac{pv(z)}{\sqrt{1 - p^2 v^2(z)}} dz, \quad (8.60)$$

$$t = \int_0^z \frac{dz}{v(z)\sqrt{1 - p^2 v^2(z)}}. \quad (8.61)$$

та застосовуючи методи чисельного інтегрування.

Запитання для самоконтролю

1. Опишіть годографи хвиль у багатошарових середовищах
2. Зобразіть годографи відбитих хвиль у випадку горизонтально-шаруватого середовища.
3. Зобразіть годографи головних хвиль у випадку горизонтально-шаруватого середовища.
4. Що таке "перші вступі"?
5. Зобразіть годографи головних і дифрагованих хвиль у випадку скиду.
6. Опишіть поля часу та годографи хвиль у градієнтних середовищах.
7. Продемонструйте в аналітичному вигляді загальні рівняння променів і поля часу.
8. Що являє собою параметр променя?
9. Опишіть годографи головної, рефрагованих і відбитих хвиль у градієнтному середовищі. Опишіть поля часу та годографи хвиль у середовищі з лінійною залежністю швидкості від глибини.

Розділ 9

ДЖЕРЕЛА СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ І СЕЙСМОРОЗВІДУВАЛЬНА АПАРАТУРА

У процесі польових сейсмічних спостережень для одержання інформації про будову району досліджень збуджують і реєструють сейсмічні хвилі. Для отримання якісних записів сейсмічних хвиль, які не ускладнені завадами, поряд із застосуванням оптимальної системи спостережень та сучасної сейсмічної апаратури, суттєве значення має раціональний вибір умов збудження сейсмічних хвиль.

9.1. ДЖЕРЕЛА І СПЕКТР СЕЙСМІЧНИХ КОЛИВАНЬ

Джерело сейсмічних коливань – це обмежена за розмірами частина геологічного простору, де нестационарне виділення пружної енергії спричиняє виникнення напруженого стану і генерацію сейсмічних коливань. Більшість таких джерел генерує енергію переважно у вигляді поздовжніх хвиль. Існує багато джерел, які характеризуються різними рівнями енергії і частотними характеристиками. Сейсмічне джерело може мати широкий діапазон частотних складових – від одного до декількох сотень герц, але найчастіше енергія концентрується в деякій вузькій смузі частот.

Вибір джерела для конкретних сейсморозвідувальних робіт визначається багатьма умовами. Загальною проблемою в сейсморозвідці є виокремлення сигналу, який помітно послаблюється в процесі поширення і, крім того, часто ускладнюється інтерференцією з хвилями-завадами, які реєструються повсюдно. Виходячи з цього, головною вимогою до джерела сейсмічних коливань є забезпечення максимально можливої величини відношення сигнал/завада. У практиці наземної сейсморозвідки найчастіше застосовуються вибухові і невибухові джерела.

9.1.1. Вибухові джерела

Найбільш розповсюдженим засобом збудження сейсмічних хвиль є вибух. Його зазвичай здійснюють у достатньо глибоких свердловинах (глибина 20–30 м). Це поліпшує передачу енергії від джерела до геологічного середовища і мінімізує можливі руйнування поверхні Землі. Велике значення для підвищення ефективності вибуху має водна закупорка, тобто заповнення свердловини водою. Відсутність води значно зменшує відносну інтенсивність корисних хвиль і спричиняє руйнування свердловини. Частотний склад коливань, які збуджуються при вибуху, значною мірою залежить від літологічного складу і фізичних властивостей гірських порід, у товщі яких здійснюється вибух.

Вторинні хвилі, які виникають на межах поблизу джерела, спричиняють значний рівень завад, що ускладнює виокремлення корисних хвиль. Особливо інтенсивні завади виникають при розповсюдженні хвилі вздовж денної поверхні. Беручи до уваги складну залежність умов збудження від численних і важко контрольованих чинників, на практиці застосовують емпіричні засоби попереднього вивчення цих умов. З цією метою виконують дослідно-методичні роботи з вивчення зони малих швидкостей, сейсмокаротаж та інші дослідження у вибухових свердловинах.

Для збудження поперечних хвиль застосовують джерела, які ініціюють достатньо інтенсивну горизонтальну спрямовану дію на геологічне середовище. Цього можна досягти, якщо розмістити заряд вибухівки поблизу стінки траншеї. Щоб послабити пряму поздовжню хвилю, спрямовану донизу, заряд кладуть на шар піску. Для збереження асиметрії джерела використовують дво- або трирядні траншеї. Значне збільшення маси одного заряду спричиняє зниження частоти сейсмічних коливань і непропорційно мале збільшення їхньої інтенсивності. Для усунення цього ефекту великий заряд ділять на декілька менших зарядів, які підривають одночасно. Такі групові вибухові джерела сприяють поліпшенню якості запису корисних хвиль і підвищують їхню амплітуду та частоту.

9.1.2. Невибухові джерела

Найбільш розповсюдженою модифікацією сейсморозвідки МВХ, у якій використовуються невибухові сейсмічні коливання, є вібраційна сейсморозвідка, де використовують спеціальні вібратори, змонтовані на тягачах. Ці вібратори збуджують на спеціальних платформах потужні тривалі коливання з низькою амплітудою і змінною у часі частотою, які називаються *свіп-сигналом*. Тривалість типового свіп-сигналу становить не менше 7 с, а частота змінюється від 10 до 80 Гц. Польовий запис віброграм являє собою накладання пакетів відбитих хвиль з невеликими амплітудами, замаскованими інтерференцією із завадами. Взаємна кореляція цих записів з відомим свіп-сигналом дозволяє виокремити і навіть підсилити корисні сигнали. Безперечною перевагою вібраційних джерел є можливість одержувати точно відомий і багатократно повторюваний сигнал. Для досягнення великих глибин проникнення сигналу застосовують групи вібраторів із фазовою синхронізацією між ними.

У морській сейсморозвідці застосовують декілька видів джерел, які розрізняються за потужністю і частотними характеристиками. Повітряні гармати являють собою пневматичні джерела, у яких камера заповнюється стиснутим повітрям, що надходить по шлангу з бортового компресора допоміжного судна. За допомогою електричного імпульсу повітря у вигляді пухирців через бічні клапани випускається під високим тиском у воду. Робочий тиск становить 10–15 МПа. Застосування груп пневмоджерел дозволяє одержувати потужні сейсмічні сигнали.

Інший вид пневматичних джерел – *водяні гармати*. Їхньою особливістю є те, що в них стиснуте повітря переміщує поршень, який викидає струмінь води в навколишню водну товщу. У процесі просування струменя води позаду падіння виникає вакуумна порожнина, яка під дією зовнішнього гідростатичного тиску швидко заповнюється водою, створюючи при цьому інтенсивний акустичний імпульс. Оскільки при цьому процесі вода проникає у вакуум, то стиснення газу не відбувається і не виникає пульсацій газового пухиря. Це дозволяє одержувати дуже короткі імпульси, які дають можливість підвищувати роздільну здатність сейсморозвідки.

Застосовують також і електричні джерела сейсмічних коливань. Це так звані *спакери* і *пінджерси*. Вони дозволяють перетворювати електричну енергію в акустичну. Імпульс спакера генерується внаслідок електричного розряду батареї конденсаторів безпосередньо у воду через систему електродів, які буксируються на спеціальному каркасі позаду розвідувального судна. Електричний розряд (робоча напруга 3,5–4 кВ і струм близько 200 А) спричиняє формування і швидке зростання плазмового пухиря з наступним виникненням акустичного імпульсу. *Пінджерси* – це невеликі керамічні п'єзоелектричні перетворювачі, які розташовані в гондолі, що буксирується допоміжним судном. При подачі електричного імпульсу перетворювачі випромінюють короткий височастотний акустичний імпульс невеликої потужності.

9.2. РЕЕСТРАЦІЯ СЕЙСМІЧНИХ СИГНАЛІВ

Головне завдання польових сейсмічних спостережень – запис сейсмограм, які являють собою виражену в аналоговій або цифровій формі часову послідовність, що відтворює амплітуду коливань у точці спостережень як функцію часу при розповсюдженні пакета сейсмічних хвиль у геологічному середовищі. Сейсмограми характеризують з необхідною детальністю хвильове поле. Для їхнього одержання застосовують спеціальні технічні й методичні засоби, які становлять узагальнений сейсмічний реєструвальний канал.

Сейсмореєструвальним каналом називають сукупність послідовно з'єднаних апаратів, які здійснюють прийом механічних коливань ґрунту, їхнє перетворення в електричні коливання, підсилення та перетворення і запис на носій. Як носій використовують магнітну стрічку, магнітний диск, останнім часом й оптичні диски. Сейсмореєструвальний канал повинен без спотворення записувати коливання ґрунту й обов'язково мати пристрій, який би дозволяв у першу чергу виокремлювати корисний сигнал при реєстрації.

Сейсмічний канал складається із сейсмоприймача, підсилювача, фільтрів і реєструвального пристрою.

Сейсмоприймач призначений для перетворення механічних коливань ґрунту в електричні. Його встановлюють на поверхні ґрунту або всередині геологічного середовища. Електричні коливання, що виникають у сейсмоприймачі, передаються по кабелю (косі) до сейсмозвідувальної станції, де встановлена реєструвальна апаратура.

Електричний сигнал надходить на підсилювач з автоматичним регулюванням підсилення (АРП) або програмним регулюванням підсилення (ПРП), де він підсилюється. АРП і ПРП скорочують динамічний діапазон сигналів до рівня, який забезпечує їхній неспотворений запис на носій. Сигнали проходять через фільтри, які можуть бути розташовані на різних ділянках каналу: перед підсилювачем чи після нього, або включені до його схеми. Фільтри мають широкий набір параметрів регулювання, що забезпечує в польових умовах доцільну частотну фільтрацію з метою максимального збільшення відношення корисного сигналу до завади. Після підсилення і фільтрації сигнал надходить в реєструвальний пристрій, де записується на носій.

До основного каналу додається пристрій, який в польових умовах забезпечує відтворення одержаної сейсмограми з метою оцінки її якості. Цей пристрій (тракт відтворення) складається з магнітної голівки, за допомогою якої зчитують запис із магнітної стрічки, і підсилювача відтворювача, фільтра і пристрою візуалізації.

9.3. ВИМОГИ ДО СЕЙСМОРЕЄСТРУВАЛЬНОГО КАНАЛУ

Сейсмореєструвальний канал має задовольняти певні вимоги, які впливають з особливостей хвильового поля і враховують властивості виду реєстрації, що застосовується, та вимоги щодо якості польових сейсмограм.

Сейсмореєструвальний канал повинен задовольняти властивості лінійної системи, які описуються її часовою характеристикою $h(t)$ і комплексною частотною характеристикою $H(\omega)$. Вони пов'язані між собою перетворенням Фур'є

$$h(t) \leftrightarrow H(\omega) . \quad (9.1)$$

Для лінійної системи, яка складається із послідовно включених апаратів, справедливі співвідношення:

$$h(t) = h_s(t) * h_u(t) * h_f(t) * h_p(t), \quad (9.2)$$

$$H(\omega) = H_s(\omega) * H_u(\omega) * H_f(\omega) * H_p(\omega), \quad (9.3)$$

де індекси s , u , f , p означають, відповідно, характеристики сейсмоприймача, підсилювача, фільтра і реєструвального пристрою.

Вимоги до каналу можуть задовольнятися загалом, згідно з (9.2, 9.3), за різних сполучень складових його пристроїв. Управління параметрами сейсмореєструвального каналу зосереджено у підсилювачі й у фільтрах. Сейсмоприймачі та реєструвальні пристрої зазвичай мають постійні властивості, які не змінюють у процесі польових робіт. Їхні частотні характеристики $H_s(\omega)$ і $H_p(\omega)$ мають забезпечувати пропускання коливань у достатньо широкому діапазоні частот, який вміщує основну частину спектра корисних коливань.

Для вилучення максимально можливого обсягу корисної інформації необхідно, щоб після реєстрації й апаратурної обробки коливання були перетворені в таку форму, у якій були б максимально виокремлені корисні хвилі. Це досягається застосуванням низки взаємопов'язаних засобів, зокрема, якщо корисні хвилі й завади відрізняються між собою напрямком руху частинок середовища у просторі (поляризацією), або спектральним складом, або позірною довжиною хвилі, або на площині спостережень. Розрізнення коливань, що відрізняються різними складовими вектора зміщень у просторі, здійснюється за допомогою сейсмоприймачів, які мають різну орієнтацію їхніх осей чутливості у просторі (горизонтальні та вертикальні). Розрізнення коливань з різним спектральним складом реалізується за допомогою електричних фільтрів. Розрізнення хвиль, які мають різні позірні швидкості, здійснюється за допомогою інтерференційних систем.

Найбільш ефективною є така система реєстрації й обробки, яка дозволяє комплексно застосовувати всі згадані вище засоби.

9.4. СЕЙСМОПРИЙМАЧІ

Сейсмічна енергія, яка повертається до поверхні Землі, реєструється сейсмоприймачами (СП) (рис. 9.1). *Сейсмоприймачі* являють собою пристрої, які перетворюють механічні коливання середовища в електричні сигнали. За умовами експлуатації сейсмоприймачі поділяють на наземні, морські та свердловинні.



Рис. 9.1. Типи сейсмоприймачів:
а) індукційні, б) п'єзоелектричні, в) трикомпонентні

За фізичним принципом перетворення механічних коливань середовища в електричні сигнали сейсмоприймачі поділяються на індукційні та п'єзоелектричні.

Сейсмоприймачі з індукційним перетворювачем використовуються в наземній та свердловинній сейсморозвідці, а з п'єзоелектричним – у морській.

У свою чергу, сейсмоприймачі з індукційним механічним перетворювачем поділяються на електродинамічні та електромагнітні. Електродинамічні сейсмоприймачі характеризуються малими значеннями інертної маси. У них використовується магнітне згасання, що спрощує конструкцію приладу. В електромагнітних сейсмоприймачах, навпаки, використовують відносно велику інертну масу і тому їхні габарити значно більші.

За способом реєстрації наземні сейсмоприймачі поділяються на горизонтальні та вертикальні. Для реєстрації поздовжніх і поперечних хвиль застосовують трикомпонентні сейсмоприймачі, які одночасно можуть реєструвати зміщення за трьома компонентами – X , Y , Z .

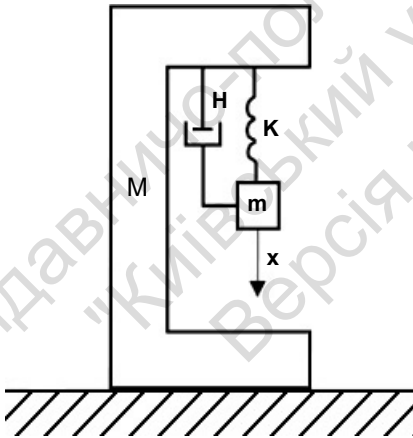


Рис. 9. 2. Спрощена механічна модель СП: H – демпфер; K – пружина; m – вантаж; M – масивний корпус

За частотами реєстрації сейсмоприймачі поділяються на низькочастотні – до 10 Гц, середньочастотні – 10–80 Гц і високочастотні – понад 80 Гц.

Конструкцію сейсмоприймача будь-якого типу можна представити як деяку механічну модель, яка складається із масивного корпусу M , до якого за допомогою пружини із жорсткістю k закріплений вантаж масою m . Спрощена схема механічного приладу зображена на рис. 9.2. Ця модель, як деяка механічна система, має певні втрати енергії при коливаннях, і ці втрати забезпечує

в'язкий елемент у вигляді гідравлічного демпфера – поршня, який рухається у циліндрі, заповненому рідиною із в'язкістю H .

На рис. 9.3 наведено схему будови сучасного сейсмоприймача СВ-10Ц, який складається із трьох основних елементів:

- *магнітної системи* – постійний магніт циліндричної форми, який жорстко зв'язаний з корпусом (1);
- *рухомої системи* – котушка, на алюмінієвому каркасі з великою кількістю витків мідного дроту (2) та ірисові пружини (верхньої та нижньої), на яких вона закріплена (4), кільце, яке регулює частоту власних коливань сейсмоприймача (5);
- *системи герметизації* – ковпачок (3), шайба (6), притиск (7), упорне кільце (9), гайка (10), ущільнювальне кільце (11), гвинт (12), трубка (14), ущільнювальна замазка (15), які забезпечують герметичність приладу.

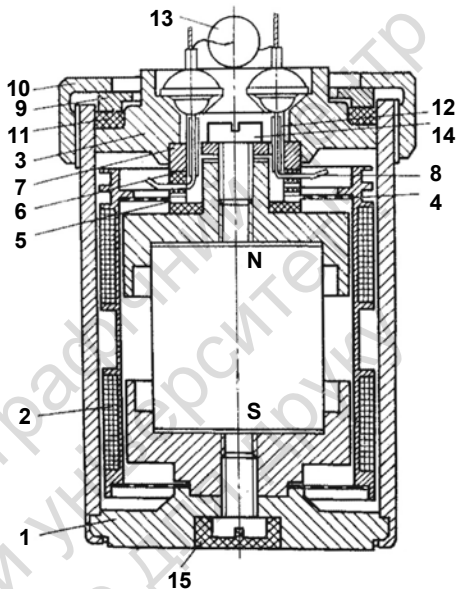


Рис. 9.3. Сейсмоприймач типу СВ-10Ц;

- 1 – корпус; 2 – мідний дріт; 3 – ковпачок;
 4 – котушка; 5 – кільце; 6 – шайба;
 7 – притиск; 8 – пелюсток; 9 – упорне кільце;
 10 – гайка; 11 – ущільнювальне кільце;
 12 – гвинт; 13 – резистор; 14 – трубка; 15 – ущільнювальна замазка

Крім того, у сейсмоприймачі присутні: резистор (13), який забезпечує необхідну величину затухання, і пелюсток (8).

Процес перетворення механічних коливань середовища в електричний сигнал відбувається таким чином. Сейсмоприймач установлюють у вертикальному положенні на поверхні ґрунту за

умови жорсткого контакту. При підході сейсмічної хвилі до поверхні ґрунт починає переміщуватися у вертикальному напрямку. Разом із ґрунтом зміщується магніт, жорстко зв'язаний з корпусом. Інертна маса (індукційна котушка, закріплена на ірисових пружинах) деякий час через інерцію залишається у фіксованому положенні. При цьому витки котушки індуктивності перетинають поле постійного магніту з магнітним потоком Φ та індукцією B , завдяки чому виникає електрорушійна сила E (ЕРС).

Нехай корпус сейсмоприймача змістився на величину (ξ), а інертна маса змістилася відносно корпусу на відстань x . Тоді на інертну масу, очевидно, діє сила пружності пружини, величина якої визначається законом Гюка:

$$F_i = -M \frac{d^2(x + \xi)}{dt^2} = -M(\chi'' + \xi''), \quad (9.4)$$

де M – маса вантажу (інертна маса).

У той же бік діє сила пружності пружини

$$F_{II} = -k\chi, \quad (9.5)$$

де k – жорсткість пружини.

Власні коливання в сейсмоприймачах можна згасити за допомогою механічного демпфера із в'язкою рідиною або за допомогою струмів Фуко, які впливають на інертну масу у формі електромагнітної дії.

Якщо в сейсмоприймачі є індукційний перетворювач, то згідно із законом електромагнітної індукції отримують

$$E = w \frac{d\Phi}{dt} = w \frac{d\Phi}{dx} \frac{dx}{dt} = w \frac{d\Phi}{dx} x', \quad (9.6)$$

де w – кількість витків котушки; Φ – магнітний потік.

Величина

$$w \frac{d\Phi}{dx} = m, \quad (9.7)$$

$$E = m\chi'. \quad (9.8)$$

Згідно із законом Ома в електричній мережі сейсмоприймача, яка має опір Z , протікає струм силою

$$I = \frac{E}{Z}. \quad (9.9)$$

Якщо в котушці протікає струм I , то виникає електромагнітна сила, яка перешкоджає переміщенню котушки

$$F_E = \omega I \frac{d\Phi}{dx} = mI = -\frac{m^2}{Z} x'. \quad (9.10)$$

На підставі закону Ома, і враховуючи розглянуті вище сили, запишемо рівняння руху інертної маси сейсмоприймача в такому вигляді:

$$M\chi'' + \left(H + \frac{m^2}{Z} \right) \chi' + kx = -m\xi''. \quad (9.11)$$

Це рівняння характеризує зміщення інертної маси x відносно корпусу сейсмоприймача, якщо відоме його зміщення, і являє собою звичайне диференціальне рівняння 2-го порядку.

Опір Z мережі сейсмоприймача складається з опору електромеханічного перетворювача Z_1 та опору навантаження на виході Z_2

$$Z = Z_1 + Z_2. \quad (9.12)$$

На зовнішню частину мережі припадає змінна електрична напруга $U = U(t)$

$$U = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} E = \frac{mZ_2}{Z_1 + Z_2}, \quad (9.13)$$

звідки

$$\chi' = \frac{Z_1 + Z_2}{mZ_2} U. \quad (9.14)$$

Диференціюючи (9.11) по t і замінюючи в ньому x через U , отримуємо диференціальне рівняння, яке характеризує, залежність

між величиною ЕРС на виході сейсмоприймача та зміщення (ξ), що діє на корпус сейсмоприймача

$$MU'' + \left(H + \frac{m^2}{R_1 + R_2} \right) U' + kU = -\frac{mR_2 M}{R_1 + R_2} \xi'''. \quad (9.15)$$

При цьому вважається, що опір Z складається тільки з активної (омічної) частини, тобто

$$Z = Z_1 + Z_2 = R_1 + R_2.$$

Позначивши

$$\frac{1}{M} + \left(H + \frac{m^2}{R_1 + R_2} \right) = 2h', \quad (9.16)$$

$$\frac{k}{M} = n_0^2 = 4\pi^2 f_0^2, \quad (9.17)$$

$$\frac{mR_2}{R_1 + R_2} = a, \quad (9.18)$$

отримаємо диференційне рівняння сейсмоприймача в кінцевому вигляді

$$U'' + 2hU' + n_0^2 U = -a\xi''', \quad (9.19)$$

де h – згасання сейсмоприймача; n_0 – кругова частота власних коливань без згасання, тобто $n_0 = 2\pi f_0$, де f_0 – власна частота коливань сейсмоприймача.

Якщо до сейсмоприймача не прикладають зовнішнє зміщення, тобто величина (ξ) дорівнює нулю, то рівняння (9.19) визначає період власних коливань сейсмоприймача

$$U'' + 2hU' + n_0^2 U = 0. \quad (9.20)$$

Загальне рішення цього диференційного рівняння має вигляд

$$U(t) = e^{-ht} \left[C_1 e^{\sqrt{h^2 - n_0^2} t} + C_2 e^{-\sqrt{h^2 + n_0^2} t} \right], \quad (9.21)$$

де C_1, C_2 – постійні величини.

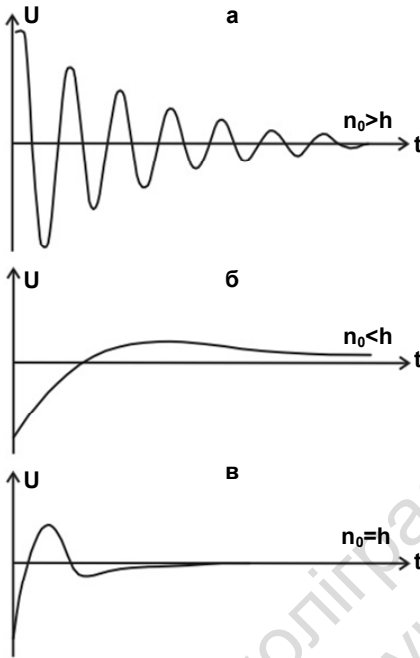


Рис. 9.4. Власні коливання сейсмоприймача:

- а – за відсутності згасання;
- б – за сильного згасання;
- в – критичне згасання

Розглянемо три випадки різного співвідношення згасання сейсмоприймача (h) та кругової частоти його власних коливань (n_0):

1) якщо $n_0 > h$, тобто в сейсмоприймачі відсутнє згасання. У такому випадку в сейсмоприймачі виникають періодичні коливання у формі згасаючої синусоїди (рис. 9.4, а)

$$U(t) = e^{-ht}(C_{11}\sin n_1 t + C_{21}\cos n_2 t) = e^{-ht}C_{12}\sin(n_1 t + C_{22}), \quad (9.22)$$

де

$$n_1 = \sqrt{n_0^2 - h^2};$$

2) якщо $n_0 < h$ – у цьому випадку згасання сейсмоприймача сильно збільшене, унаслідок чого в ньому виникають аперіодичні коливання (рис. 9.4, б), які характеризуються рівнянням

$$U(t) = e^{-ht}(C_1 e^{n_2 t} + C_2 e^{-n_2 t}), \quad (9.23)$$

де $n_2 = \sqrt{h^2 + n_0^2}$;

3) якщо $n_0 = h$ – згасання називають критичним (рис. 9.4, в) і рівняння набирає вигляду

$$U(t) = e^{-not}(C_1 + C_2 t). \quad (9.24)$$

Оскільки сейсморозвідувальна апаратура призначена для роздільної реєстрації високочастотних імпульсів, то очевидно, що оптимальним для сейсморозвідки є третій випадок.

9.4.1. Амплітудно-частотні характеристики сейсмоприймачів

У правій частині диференційного рівняння (9.15) – третя похідна зміщення корпусу сейсмоприймача, яку можна розглядати і як другу похідну швидкості зміщення

$$\xi''' = \frac{d^3\xi}{dt^3} = \frac{d^2\eta}{dt^2} = \eta'' . \quad (9.25)$$

Якщо взяти до уваги, що частотний спектр швидкостей зміщення є $S\eta(\omega)$ і водночас на виході сейсмоприймача отримуємо ЕРС, частотний спектр якої можна виразити через функцію $S\sigma(\omega)$, то частотну характеристику сейсмоприймача можна знайти з виразу

$$B(\omega) = \frac{S\sigma(\omega)}{S\eta(\omega)} . \quad (9.26)$$

Фазова характеристика сейсмоприймача характеризує зміщення фазових спектрів

$$\theta_h(\omega) = \theta_\eta(\omega) + \varphi(\omega) . \quad (9.27)$$

Очевидно, що вигляд частотної й фазової характеристик сейсмоприймача залежить від співвідношення між згасанням (h) і круговою частотою його вільних коливань (n_0).

На рис. 9.5 показано сімейство частотних (а) і фазових (б) характеристик сейсмоприймача, обчислених за величиною параметра h/n_0 у межах $0 \leq h/n_0 \leq 1$.

Нижня межа відповідає випадку, коли у сейсмоприймачі відсутнє згасання, верхня – критичному згасанню.

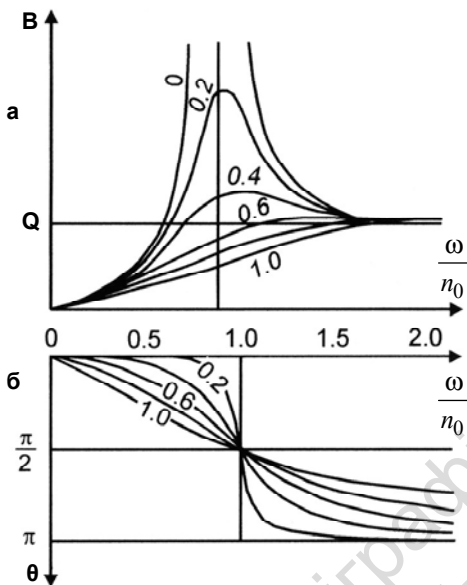


Рис. 9.5. Залежність частотних і фазових характеристик сейсмоприймачів від співвідношення між згасанням і власною частотою:

а – частотні характеристики;

б – фазові характеристики

Очевидно, що вигляд частотної й фазової характеристик сейсмоприймача залежить від співвідношення між згасанням (h) і круговою частотою його вільних коливань (n_0). Якщо $h/n_0 = 0$, тобто коли згасання відсутнє, сейсмоприймач резонує на власній частоті, на що вказує нескінченно велика чутливість при $\omega = n_0$. Фази коливань, які мають частоти менше за власну частоту сейсмоприймача ($\omega < n_0$) зберігаються, а фази більш високочастотних коливань ($\omega > n_0$) змінюються на 180° .

Аналіз частотних характеристик показує, що зі збільшенням частоти коливань ω вони прямують до деякої межі α , яка називається *чутливістю сейсмоприймача* і не залежить від частоти коливань, що реєструються. Дослідження сімейства частотних характеристик показує, що вони мають максимум тільки до значення

$$h = \frac{n_0}{\sqrt{2}}. \quad (9.28)$$

Якщо $h > \frac{n_0}{\sqrt{2}}$, то криві частотних характеристик не мають максимуму і асимптотично прямують до α .

З усього зазначеного вище впливає, що найважливішими технічними характеристиками сейсмоприймачів є чутливість, власна частота, ступінь згасання, маса та габарити.

В Україні сьогодні не випускається жоден із типів сейсмоприймачів, які для задоволення потреб сейсморозвідувальних робіт доводиться купувати в Росії, Китаї та США.

На сьогоднішній день основним виробником сейсмоприймачів в Росії для власних потреб і для потреб країн СНД є російсько-американсько-японське спільне підприємство OYO-GEO IMPULSE. Підприємство базується у м. Уфі й виробляє сейсмоприймачі марки GS-20DX у таких варіантах:

- термостійкі для роботи за температури до 200°;
- для роботи в трикомпонентних установках із кутом нахилу до 35°;
- горизонтальні;
- звичайні, малогабаритні.

Основні технічні характеристики деяких сейсмоприймачів наведено в табл. 9.1.

Таблиця 9.1. Технічні характеристики деяких сейсмоприймачів

Характеристика	С-110	С-130	С-205	СК-1П	СВ-10Ц	GS-20DX	СГ-10
Власна частота, Гц	10	30	5	1	10	10	10±0,6
Опір котушки, Ом	250	250	230	2000	260	395	260±10
Опір шунта, Ом	750	510	–	–	910	1000	
КЕМЗ, В/(см/с)	0,14	0,12	0,32	140*	0,16	0,20	
Габарити: висота, мм	97	97	135	240	61**	33	
діаметр, мм	27	27	42	270x420	58	25,4	
Маса приладу, кг	0,15	0,15	0,5	15	0,19	0,088	0,16

* – при розімкненому ланцюзі котушки,

** – без штиря.

9.5. ОСНОВНІ ПРИНЦИПИ ЦИФРОВОЇ РЕЕСТРАЦІЇ

У сейсмостанціях типу "СМОВ", "Прогрес" і "Пошук" використовувався магнітний запис в аналоговій формі. Такий тип запису оснований на використанні властивостей феромагнітних тіл намагнічуватися під впливом магнітного поля і зберігати залишкову намагніченість. На практиці це виглядає так. Магнітний носій (магнітну стрічку) виготовляють на основі плівок із діацетилцелюлози, триацетилцелюлози і лавсану товщиною 40–70 мкм, на яку нанесено шар тонко розмолотого Fe_2O_3 або Fe_2O_4 . Носій у вигляді магнітної стрічки з постійною швидкістю переміщується біля магнітної головки, на яку подається струм із сейсмоприймача. Намагнічування здійснюється з напругою, пропорційною силі струму сигналу.

До переваг такого способу запису можна віднести його простоту, що зумовило його широке застосування свого часу у методі відбитих хвиль.

Основними недоліками цього способу є:

- відносно великі нелінійні спотворення (до 3 %);
- залежність якості запису від стабільності, швидкості переміщення магнітного носія;
- обмежений частотний діапазон.

На початку 60-х рр., коли сейсморозвідка почала досліджувати більш глибокі горизонти зі складною геологічною будовою, співвідношення сигнал/завада стало суттєво зменшуватись. Одночасно почав широко застосовуватись метод спільної глибини точки, що в десятки разів збільшило об'єми надходження сейсмічної інформації, яку можна було якісно обробити лише за допомогою ЕОМ. Усі ці фактори змусили виконавців перейти на цифрово-магнітний запис сейсмічної інформації, який уперше був застосований в 1960 р. Слід підкреслити, що до 1975 р. переваги такого способу реєстрації ні в кого не викликали сумніву.

Цифрова реєстрація сейсмічних коливань відрізняється більшою надійністю, у ній відсутні недоліки, які є за аналогової форми запису. Реєстрація поліпшує якість сейсмічних матеріалів і дозволяє проводити цифрову обробку даних без внесення до них суттєвих спотворень. При цифровій реєстрації сигнали, які

надходять від сейсмоприймача в аналоговій формі, тобто у вигляді неперервних коливань електричної напруги, перетворюються в ряд миттєвих значень, які записуються на носій у вигляді двійкового коду.

Сам процес перетворення аналогового сигналу в цифровий можна поділити на два етапи:

- 1) квантування за часом (дискретизація);
- 2) квантування за амплітудою.

9.5.1. Квантування часу

При квантуванні за часом неперервний аналоговий сигнал подається у вигляді дискретних значень амплітуд, які беруться через рівні проміжки часу.

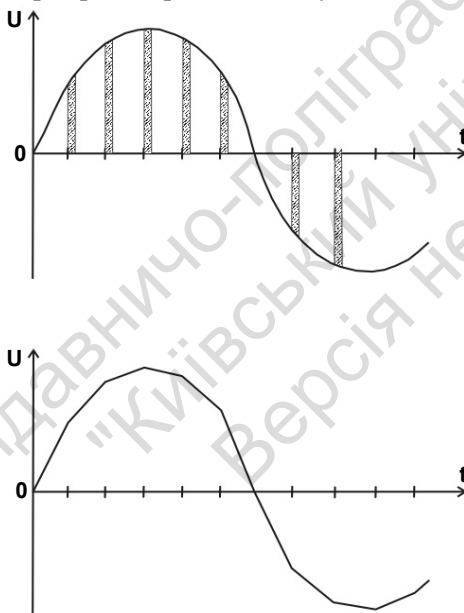


Рис. 9.6. Дискретизація аналогового сигналу

Ці проміжки часу називаються *кроком квантування* (або *частотою квантування*), який залишається постійним на весь цикл запису сейсмограми.

У момент запису амплітуда сигналу дорівнює своєму реальному, тобто істинному значенню. У проміжках між двома сусідніми значеннями істинну амплітуду сигналу визначають методом лінійної інтерполяції. Очевидно, що в такому випадку істинне значення дещо відрізнятиметься (а в деяких випадках і набагато) від результату інтерполяції (рис. 9.6). Точність зареєстрованого

сигналу в дискретній формі тим вища, чим менший крок квантування. Але з підвищенням точності зростає і масив надлишкової інформації, що в свою чергу призводить до збільшення процесу запису і наступної обробки. Тому необхідно знайти оптимальний крок квантування, який забезпечує необхідну якість реєстрації сейсмічної інформації та уникнення зайвої деталізації.

Частота (крок) квантування визначається на основі теореми В. А. Котельникова, яка доводить, що. ... для однозначної передачі по лінії зв'язку неперервної функції з обмеженим спектром частот достатньо передавати її окремими значеннями, взятими з інтервалом Δt ":

$$\Delta F = \frac{0,5}{F_{\max}} = \frac{1}{2F_{\max}}, \quad (9.29)$$

де F_{\max} – максимальна частота спектра сигналу.

Дискретизація, яка здійснюється з подібним чином вибраною частотою, дозволяє зберегти в сигналі всі частоти, які становлять половину частоти дискретизації. Частоту, яка дорівнює половині частоти дискретизації, називають *частотою Найквіста* (F_n)

$$F_n = \frac{1}{2\Delta t} = \frac{1}{2} F_{\text{квт}}, \quad (9.30)$$

де $F_{\text{квт}}$ – частота квантування.

Для забезпечення допустимого рівня амплітуди нелінійних спотворень (до 10 %) частота квантування мала збільшитися в чотири рази. Але з міркувань розумного компромісу частоту квантування обирають згідно з формулою

$$F_{\text{квт}} = \frac{1}{\Delta f} = 4F_{\max}, \quad (9.31)$$

тобто в чотири рази вище максимуму частоти коливань, що реєструються.

За зворотного процесу – отриманні аналогового сигналу з дискретних цифрових записів, виникають спотворення, які зумовлені високочастотними складовими спектра сейсмічних коливань. Це означає, якщо в спектрі квантованого сигналу є гармоніки з більш високою частотою, ніж частота Найквіста

$F_n + \Delta F$, то при квантуванні за часом вони сприймаються як гармоніки більш низької частоти $F_n - \Delta F$. Для усунення такого явища (яке називається аляйсінг) сейсмічні сигнали до початку квантування мають підлягати низькочастотній фільтрації.

Це завдання повністю вирішується за допомогою фільтра нижніх частот (ФНЧ), який ще називають *фільтром дзеркальних завад*. На практиці, у сейсмозвідці, за частоти квантування 500 Гц частоту зрізу ФНЧ вибирають 125 Гц, якщо частота квантування 250 Гц, то частота зрізу ФНЧ дорівнює 62,5 Гц. Таким чином, ФНЧ у сейсмозвідувальній станції із частотою квантування 500 Гц і 250 Гц має тільки два положення (125 Гц і 62,5 Гц) і відключення ФНЧ принципово не передбачено, оскільки дзеркальні завади існують завжди.

9.5.2. Квантування сигналів за амплітудою

Перетворення аналогової амплітудно-імпульсної вибірки в двійковий код здійснюється приладом, який називається *перетворювач аналог-код (ПАК)*. Оцифрування амплітуди вибірки здійснюється методом порозрядного зважування, яке нагадує метод зважування вантажу на терезах, на один бік яких кладеться вантаж, а на інший – по черзі ваги. У сучасних ПАК еталонними вагами служать еталонні напруги, в яких кожна наступна вдвічі менша за попередню. Типовий набір еталонних напруг 14-розрядного перетворювача виглядає таким чином: 4096 мВ, 2048, 1024, 512, 256, 128, 64, 32, 16, 8, 4, 2, 1, 0,5 мВ.

Такий набір дозволяє вимірювати напругу в діапазоні -8192 мВ до $+8192$ мВ із точністю до 0,5 мВ, тобто до половини величини останнього розряду ПАК. Кількість розрядів ПАК визначають за допомогою теоретичного динамічного діапазону сейсмозвідувальної станції

$$D = 20 \cdot \lg \frac{A_{\max}}{A_{\min}}, \quad (9.32)$$

де A_{\min} і A_{\max} – мінімальна і максимальна амплітуди сигналу, який може зареєструвати дана сеймостанція.

Динамічний діапазон 14-розрядного ПАК достатньо великий (80–90 дБ), але все-таки менше від динамічного діапазону відбитих хвиль (120 дБ), що реєструються. У сучасних сейсморозвідувальних станціях використовується принципово новий ПАК, який має 23 розряди і забезпечує високий рівень (140 дБ) запису, що підвищує точність реєстрації слабких вхідних сигналів, унаслідок чого поліпшується розділова здатність сейсморозвідувальної станції.

Розглянемо на прикладі роботи 14-розрядного ПАК, як відбувається оцифрування сигналу позитивної полярності з амплітудою 5376 мВ.

Найперше ПАК визначає полярність вибірки і на виході записує "0", якщо знак вибірки "+" і "1" якщо знак вибірки "-".

У нашому випадку записано "0". Потім подається перша еталонна напруга позитивної полярності (4095 мВ). Оскільки вона менша від величини вибірки (5760 мВ), то ПАК залишає її й у перший числовий розряд реєстру записується логічний "0". Потім подається друга еталонна напруга 2048 мВ. У цьому випадку $4096 + 2048 = 6144$ мВ і ця напруга більша за величину вибірки. ПАК знімає другу еталонну напругу і в другій числовий розряд записується логічна "1". Далі подається третя еталонна напруга (1024 мВ) $4096 + 1024 = 5632$ мВ. Ця напруга менша за величину вибірки (5760 мВ), тому ПАК залишає третю еталонну напругу і в третій числовий розряд записується логічний "0". Подається четверта еталонна напруга 512 мВ. У цьому випадку $(4096 + 1024 + 512 = 6144)$ мВ величина суми еталона напруги буде більшою за вибірку, тому ПАК знімає 512 мВ і в четвертий розряд записується логічна "1". Подається п'ята еталонна напруга 256 мВ. Сума дорівнює $4096 + 1024 + 256 = 5888$ мВ, що є більшим за вибірку, отже, ПАК її знімає і в п'ятий розряд записує логічну "1".

Подається шоста еталонна напруга 128 мВ. Сума дорівнює $4096 + 1024 + 128 = 5760$ мВ. У цьому випадку сума еталонних напруг дорівнює величині вибірки. Отже, ПАК залишає шосту еталонну напругу і записує в шостий розряд логічно "0".

Очевидно, що при подачі до цієї суми ($4096 + 1024 + 128$) наступну еталону напругу (64 мВ 32 мВ і т.д.) сума буде більшою від сигналу вибірки (5760 мВ). Отже в наступні розря-

ди реєстру буде записано логічну "1". Таким чином, амплітуду сейсмічного сигналу величиною +5760 мВ ПАК запише в цифровому коді у вигляді:

001011011111111.

У випадку, коли величина вибірки має від'ємну величину, її оцифрування проходить аналогічно, з тією різницею, що тепер у випадках, коли записувався логічний "0", записуватиметься логічна "1" і навпаки.

9.6. ЦИФРОВА СЕЙСМОРОЗВІДУВАЛЬНА СТАНЦІЯ

Існує велика кількість різних типів спеціалізованих сейсмостанцій, призначених для проведення сейсмозвідувальних робіт різними методами і в районах з різними сейсмогеологічними умовами та при вирішенні широкого кола завдань. *Сейсмозвідувальні станції* являють собою пересувні лабораторії, які пристосовані для реєстрації сейсмічних коливань на суші, на морі, у свердловинах і гірських виробках. Кожна сейсмостанція має набір взаємозв'язаних блоків, які забезпечують запис сейсмічних коливань і здійснення допоміжних процесів, необхідних для наступного аналізу й обробки сейсмічної інформації. Найбільш широко застосовуються цифрові сейсмічні станції. Сейсмічні станції розрізняються за кількістю каналів. Кількість каналів у сейсмостанціях різного призначення може змінюватися від одного і до більше тисячі. Усі канали, що входять до однієї станції, повинні характеризуватися однаковими властивостями – тобто мають бути ідентичними.

Цифрові сейсмозвідувальні станції включають цілий ряд характерних блоків, які можна умовно об'єднати у дві групи:

- 1) тракт реєстрації або запису;
- 2) тракт відтворення.

Ці два тракту можуть конструктивно бути або в одному місці – у сейсмозвідувальній станції, або в різних місцях. Перший варіант характерний для станцій з невеликою кількістю каналів реєстрації (120–240), які використовуються для робіт на лінійних профілях (станції типу Л). Другий варіант компонування

характерний для багатоканальних сейсмостанцій типу Т (телеметричні), із кількістю каналів понад 1000.

Типову блок-схему цифрової сейморозвідувальної станції типу Л наведено на рис. 9.7.

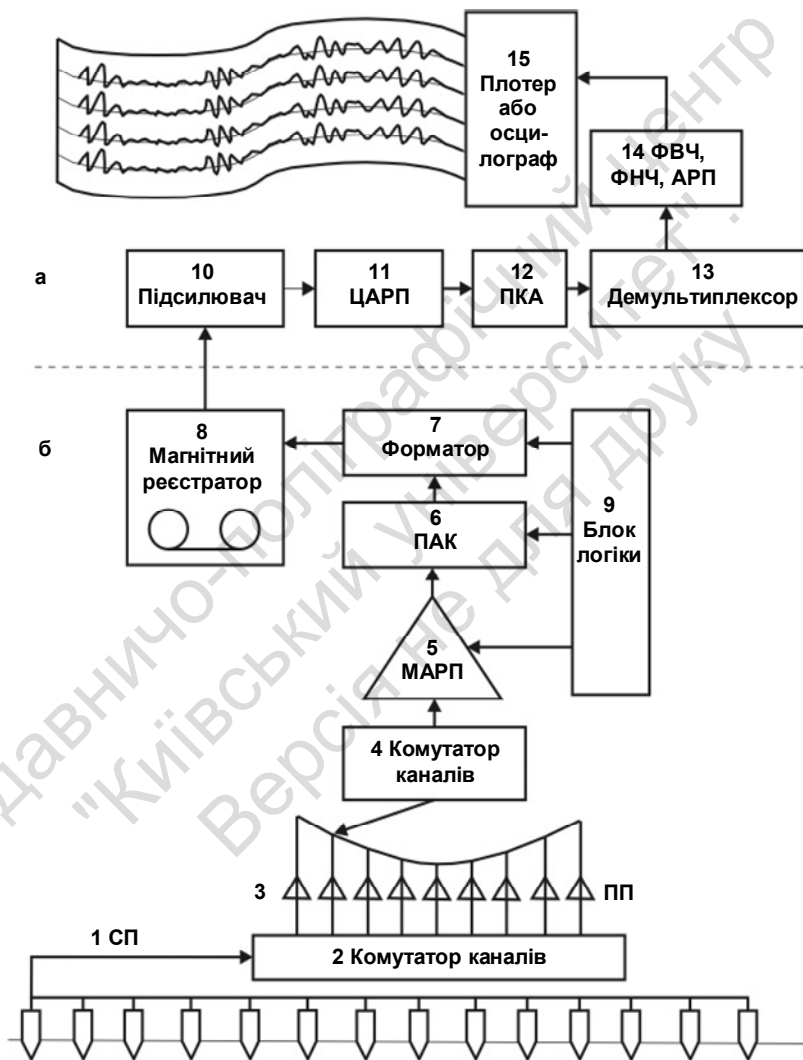


Рис. 9.7. Типова блок-схема цифрової сейсмостанції

Сигнали від кожного сейсмоприймача (1) через комутатор каналів СГТ (2) надходять на попередні підсилювачі (ПП) – (3). У кожному з них, крім самого підсилення, здійснюється аналогова частотна фільтрація трьох видів:

- фільтрація низьких частот придушує високочастотні завади;
- фільтрація високих частот (ФВЧ) реалізує послаблення інтенсивних низькочастотних хвиль-завад;
- режекторна фільтрація (РФ) придушує промислові завади фіксованої (50 Гц) частоти.

Сигнали з виходу попередніх підсилювачів (ПП) (3) надходять на комутатор каналів (КК) (4), який забезпечує квантування сигналів за часом шляхом послідовного циклічного опитування усіх каналів. Дискретизовані вибірки сигналів усіх каналів у вигляді амплітудно-імпульсних вибірок єдиним трактом надходять до основного підсилювача (ОП) (5), який здійснює остаточне підсилення сигналів на основі миттєвого автоматичного регулювання підсилення (МАРП). З виходу підсилювача (5) сигнали надходять на ПАК (6), який здійснює квантування сигналів по амплітуді. Двійковий код вибірки подається на форматор (7), який забезпечує формування коду сигналу відповідно до обраного в сеймостанції формату запису. Далі код із форматора записується магнітним реєстратором (МР) (8), який має пристрій для управління і контролю процесу запису, автоматичної нумерації записів і маркування їхнього початку і кінця. Усі перелічені блоки працюють під управлінням блока логіки (БЛ) (9). Реєстратор є останнім блоком тракту запису цифрової сейсмозвідувальної станції.

У тракті відтворення кодові сигнали з магнітного носія, підсилені схемами (10), подаються до системи відновлення динамічного діапазону. Потім вони надходять на цифровий автоматичний регулятор підсилення (ЦАРП) (11) за допомогою перетворювача "код-аналог" ПКА перетворюються в аналоговий сигнал (12). Після демультимплексування (13) аналогові сигнали фільтруються, регулюються (14) і надходять на систему візуалізації (15).

Запитання для самоконтролю

1. Які бувають джерела сейсмічних коливань?
2. Що являє собою сейсмореєструвальний канал?
3. Які ставляться вимоги до сейсмореєструвального каналу?
4. Які бувають сейсмоприймачі?
5. Як працює сейсмоприймач?
6. Що таке власні коливання сейсмоприймача і як вибрати оптимальні характеристики?
7. Опишіть амплітудно-частотні характеристики сейсмоприймачів.
8. Охарактеризуйте чутливість сейсмоприймача?
9. Наведіть основні принципи цифрової реєстрації.
10. Яким чином відбувається квантування за часом?
11. Яким чином відбувається квантування за амплітудою?

Розділ 10 ТЕЛЕМЕТРИЧНІ СЕЙСМОРЕЄСТРУВАЛЬНІ СИСТЕМИ

10.1. ЗАГАЛЬНІ ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ СЕЙСМІЧНИХ ТЕЛЕМЕТРИЧНИХ СИСТЕМ РЕЄСТРАЦІЇ ІНФОРМАЦІЇ

Необхідність створення багатоканальних телеметричних сейсмореєструвальних систем виникла в сейсморозвідці у зв'язку із впровадженням у практику робіт систем спостережень у площинному варіанті з багаторазовими перекриттями. У роботах такого типу гостро постала проблема надійності й завадозахищеності процесу передачі аналогових сигналів по сейсмічних косах, довжина яких перевищує 3–5 км, а також проблема переміщення їх по площі. Ці й інші важливі обставини поставили на порядок денний питання про створення таких сейсмореєструвальних систем, у яких початкова частина процесу реєстрації й процесу обробки аналогових сейсмічних сигналів здійснювалася б поблизу місця їхнього прийому, тобто біля сейсмоприймача.

З метою реалізації цих вимог були створені сейсмореєструвальні системи нового типу, у яких початкове перетворення аналогової сейсмічної інформації в цифрову здійснюється безпосередньо на профілі, поблизу місця реєстрації сигналів з наступною передачею цифрової інформації на базову сейсмореєструвальну систему. Такі сейсмореєструвальні системи одержали назву телеметричних.

Спочатку телеметричні системи призначалися, насамперед, для проведення сейсморозвідувальних робіт у важкодоступних районах (джунглі, перехідні зони суша – море, заболочені території і т. п.). Поступово, з удосконаленням систем сфера застосування таких систем швидко розширилася. Найбільшого розви-

тку це поширення досягло із середини 90-х рр. минулого сторіччя, коли в сейсморозвідці почали широко застосовуватись площові тривимірні сейсмічні спостереження (3D). На сьогоднішній день телеметричні реєструвальні системи отримали визнання, і обсяги їхнього використання невпинно зростають. У багатьох організаціях з різних причин телеметричні багатоканальні системи нерідко використовуються для робіт на лінійних профілях.

Телеметричні сейсмореєструвальні системи являють собою складно організовані й багатофункціональні пристрої, класифікація принципів роботи яких може здійснюватися за низкою різних ознак. Першим і основним класифікаційним принципом є тип телеметричного каналу зв'язку (КЗ), по якому передається сейсмічна й інша інформація від польового модуля (ПМ) системи до центральної реєструвальної станції (ЦРС).

За типом каналу зв'язку телеметричні системи поділяються на дротові, оптико-волоконні, радіоканальні й локальні.

Другим класифікаційним принципом телеметричних систем є просторово-часова ознака передачі даних від ПМ до ЦРС. За цією ознакою розрізняють послідовну і паралельну (у часі й просторі) передачу сейсмічної інформації від польових модулів до центральної реєструвальної станції. При цьому в усіх випадках через обмеженість пропускну здатності каналів зв'язку зареєстрована сейсмічна інформація від ПМ до ЦРС передається поза режимом реального часу. Найчастіше використовують послідовний спосіб передачі інформації, починаючи цей процес із самих віддалених ПМ. Через це отримання в ЦРС сейсмічного запису (сейсмограми) відбувається через деякий час після закінчення роботи ПМ у режимі запису.

У телеметричних системах з радіоканальним видом зв'язку передача інформації відбувається в послідовному режимі, що дозволяє використовувати лише одну (іноді дві) радіочастоту для передачі інформації. Природно, що на опитування усіх діючих ПМ потрібен якийсь час. Провідне місце у світі сьогодні посідають телеметричні системи, у яких використовують дротовий зв'язок і рідше – радіозв'язок.

Телеметрична система збирання і реєстрації сейсмічної інформації являє собою локальну мережу, що складається із безлічі ПМ, розміщених за будь-якою схемою на площі (чи профілі), і через канал зв'язку з'єднаних із ЦРС. Основу польових модулів

системи становлять тракт запису одно-, шестиканальної сейсмо-розвідувальної станції (рис. 10.1).

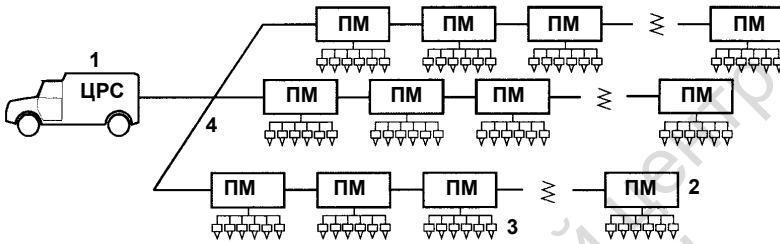


Рис. 10.1. Блок-схема телеметричної сейсмічної станції:
1 – центральна реєструвальна станція; 2 – польові модулі;
3 – сейсмоприймачі; 4 – телеметричний канал зв'язку

Кожен ПМ містить (рис. 10.2): блок аналогової обробки сигналів, що включає підсилювачі з фільтрами ФНЧ, ФВЧ і РФ; блок аналого-цифрової обробки, що складається з аналого-цифрового перетворювача; комутаційно-логічний блок, що включає в себе комутатор каналів; форматор; блок пам'яті й т. п.; інтерференційний блок.

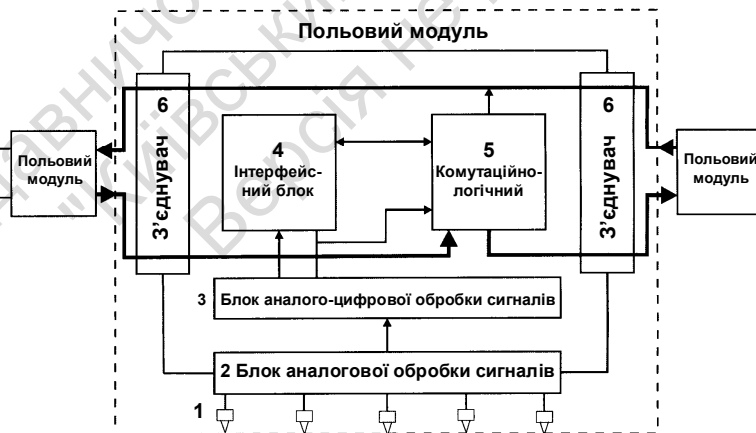


Рис. 10.2. Узагальнювальна блок-схема польового модуля

Центральна реєструвальна станція являє собою набір ряду функціонально пов'язаних між собою пристроїв, що працюють під керуванням центральної ЕОМ (рис. 10.3).

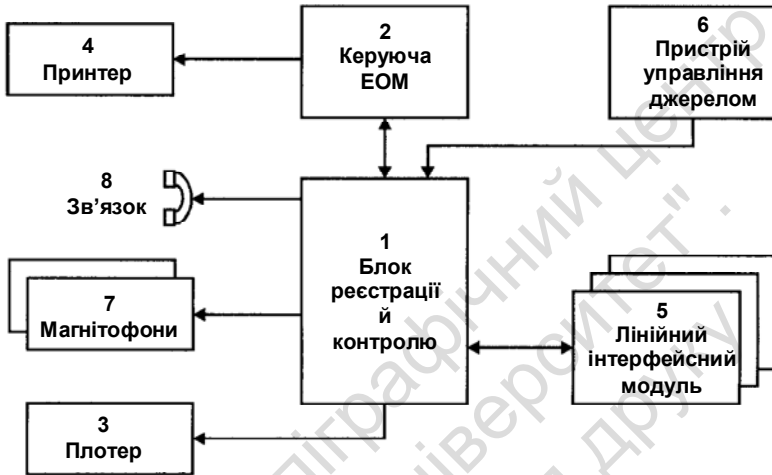


Рис. 10.3. Блок-схема центральної реєструвальної станції

Оснoву ЦРС становить блок реєстрації й контролю сейсмічних даних (1). Його призначення – виконання усіх функцій, зв'язаних з ототожненням нумерації ліній і польових модулів, збір телеметричної інформації, її первинна обробка і запис на магнітні носії (7) для довгострокового збереження. Уся робота цього блока здійснюється за допомогою керуючої ЕОМ (2). Для оперативного контролю польових сейсмограм звичайно використовують плотер (3). Друкування деякої текстової оперативної інформації здійснюється на принтері (4). Польові модулі вмикаються до блока реєстрації й контролю через лінійні інтерфейсні модулі (5). Природно, що для здійснення процесу збудження пружних коливань у складі комплексу завжди наявний пристрій керування сейсмічними джерелами збудження (6) і система зв'язку оператора (8) з підрозділами сейсмічного загону на профілі.

10.2. ТЕЛЕМЕТРИЧНІ СЕЙСМОРЕЕСТРУВАЛЬНІ СИСТЕМИ ФІРМИ INPUT/OUTPUT, INC

Серед закордонних фірм, що випускають телеметричну апаратуру, найбільш відома американська фірма INPUT/OUTPUT, INC. 1994 р. в Україні з'явилася її остання розробка другого покоління – I/O SYSTEM TWO. За більш ніж 30-річний період роботи фірма (заснована 1968 р.) випустила більше 300 екземплярів телеметричної апаратури різної модифікації, з яких близько 75 експлуатуються в країнах СНД. Саме ця фірма першою у світі застосувала передову дельта-сігма технологію (ADST) в розробці й виготовленні 24-розрядного аналого-цифрового перетворювача, що є одним з основних компонентів польового модуля. Ця технологія дозволяє одержувати унікальні за якістю дані при сейсмічних дослідженнях як на суходолі, так і на морі.

Сьогодні фірма випускає три модифікації реєструвальних телеметричних багатоканальних комплексів з використанням різних видів зв'язку між польовими блоками та реєструвальною станцією:

- кабельний зв'язок (IO/SYSTEM TWO MRX);
- оптико-волоконний зв'язок (IO/SYSTEM TWO MRX);
- радіолінійний зв'язок (IO/SYSTEM TWO RSK).

В Україні використовуються переважно комплекси з кабельною системою зв'язку. Ця обставина, мабуть, пояснює і той факт, що середня кількість каналів, яке припадає на одну реєструвальну систему в Україні, становить близько 500. Водночас в інших країнах, де застосовується ця апаратура, кількість каналів, що припадає на одну систему, перевищує 2000. Безперечно, збільшення кількості реєструвальних каналів з розрахунку на одну станцію сприяє підвищенню якості даних і продуктивності сейсмозвідувальних робіт.

IO/SYSTEM TWO – це сучасна телеметрична станція, побудована за модульним принципом. Вона призначена для проведення тривимірних багатоканальних сейсмічних досліджень 3D. Реєстрація даних може виконуватися по одній або багатьох (до 512) ліній із загальною максимальною кількістю каналів 8064 (при кроці квантування 4 мс). Однією з істотних особливостей

даної станції є можливість проводити діагностику в оперативному й автоматичному режимах. Дані тестування зіставляються з еталонними робочими характеристиками. У випадку виходу яких-небудь параметрів системи за дозволені межі оператору станції повідомляється про помилку та її місце. Це гарантує одержання неспотворених даних і забезпечує високу ефективність роботи всього сейсмозвідувального устаткування.

10.2.1. Загальна структура системи

Усе устаткування телеметричної сейсмічної системи типу ІО/SYSTEM TWO складається із чотирьох модульних підсистем.

Центральна електроніка (ЦЕ) – установлює параметри, отримує команди й інструкції від оператора станції й передає їх на польове устаткування. Вона також контролює та обробляє сейсмічні дані, що надходять від польового устаткування, виводить їх на магнітофон або плотер.

Це складається з таких елементів: консоль оператора (Operator Console Module – OSM); блок управління системою (System Control Module – SCM) із підблоком пам'яті SIM; лінійний інтерфейсний модуль (Line Interface Module – LIM); магнітофон (Tape Transport Module – TTM); корелятор-суматор (Correlstor/Stucker Module-CSM).

Польове електронне обладнання (ПЕО) – дешифрує інформацію, що надходить, і виконує команди, отримані від центральної електроніки. У процесі реєстрації сейсмічних даних ПЕО приймає, оцифровує і передає дані на ЦЕ. ПЕО містить у собі польові реєструвальні модулі (RSC, MRX, RSX), комутаційний модуль (LT або ALT), джерела живлення.

До *периферійного устаткування* станції входить пристрій управління джерелом вибуху (Energy Source Controller – ESC), плоттер (Plotter Module – PM) та автономне джерело живлення (Portable Power Supply).

Допоміжне устаткування служить для установки параметрів ПЕО, технічного обслуговування і поточного ремонту всієї системи і складається з портативного пристрою для перевірки

польових модулів (Hand Held Terminal – ННТ), блока контролю лінійної розстановки на профілі (Line Checker Module – LCM), діагностичного і ремонтного комплексу (Remote Test Station – RTS), осцилографа, зарядного пристрою.

Блок-схему основних блоків системи IO/SYSTEM TWO наведено на рис. 10.4.

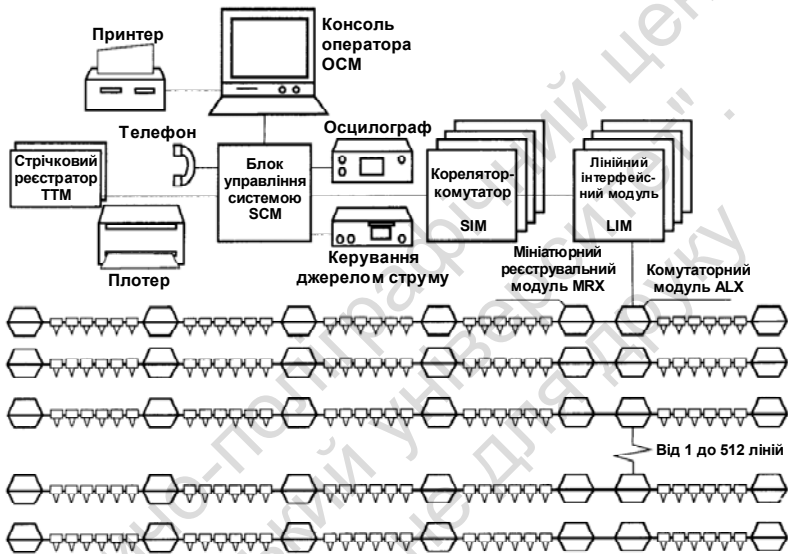


Рис. 10.4. Блок-схема основних блоків системи IO/SYSTEM TWO

Блоки *центральної електроніки* монтується в кабіні сейсмо-станції й виконують такі функції:

- адресацію й установку параметрів польового устаткування;
- узгодження роботи між польовим і периферійним устаткуванням;
- реєстрацію сейсмічних даних.

Консоль оператора (ОСМ) є з'єднувальним інтерфейсом між оператором і станцією IO/SYSTEM TWO. З її допомогою оператор вводить усі системні параметри для кожного модуля, отримує на дисплей інформацію про роботу системи в реальному

часі. До конфігурації ОСМ включений принтер, на якому можна отримати роздруковки різних видів рапортів, а також усієї інформації з екрана ОСМ.

Основними функціями ОСМ є:

- контроль і введення даних для роботи всієї системи;
- автоматична ініціалізація системи з використанням попередньо встановлених параметрів;
- виведення результатів тестування і діагностики на екран монітора;
- архівація рапортів оператора і звітів про стан обладнання;
- надання оператору необхідної консультативної інформації (HELP).

Для реалізації цих функцій до складу ОСМ входить програмне забезпечення з такими можливостями:

- установка параметрів системи в автономному режимі;
- створення сценаріїв (скриптів), які полегшують планування і проведення робіт;
- управління всім периферійним устаткуванням системи;
- редакція в діалоговому режимі параметрів відпрацьовування площі й параметрів комутації каналів;
- фіксація в журналі реєстрації паспорту кожного фізичного спостереження або свіпа;
- автоматичне завантаження параметрів і сценаріїв з дискети;
- виведення на екран у режимі реального часу кольорового графічного зображення конфігурації розміщення;
- консультативна допомога оператору.

Блок керування системою SCM за допомогою пристрою довготермінової пам'яті SIM здійснює розподіл команд і адрес усім модулям, що перебуває на зв'язку з ним. Сейсмичні дані, що надходять від сейсмоприймачів, передаються на SCM через LHM для наступного запису на магнітофон TTM. SCM запускає задані оператором на ОСМ команди, призначені для всієї системи. Для цієї мети спочатку оператор створює сценарій (скрипт) для роботи всієї системи.

Основними функціями SCM є:

- установлення зв'язку і стикування з ОСМ;
- форматування даних, що надходять на магнітофон TTM;

- форматування даних для виведення їх на плотер;
- установлення каналів зв'язку блоків центральної електроніки;
- синхронізація роботи всієї системи;
- визначення помилок у роботі всієї системи.

До блока керування SCM через корелятор-суматор CSM може вмикатися одночасно не більш чотирьох лінійних інтерференційних модулів LIM. У процесі ввімкнення наземних модулів LIM у блоці SCM кожному з них привласнюється своя адреса, що дозволяє без перешкод здійснювати зв'язок з кожним із цих модулів. Блок керування системи CSM стежить за робочими характеристиками всієї системи під час будь-яких операцій і визначає наявність збоїв або помилок в її роботі. Він має стабільний внутрішній генератор стандартних тактових імпульсів, на основі якого в системі синхронізуються усі операції. Крім того, SCM формує позначку моменту збудження для початку роботи пункту вибуху. У випадку виявлення будь-якої помилки внизу на екрані OSM з'являється попереджувальне інформаційне повідомлення.

Лінійний інтерференційний модуль (LIM) – це блок, який з'єднує центральну електроніку з польовим устаткуванням. Кожен LIM може керувати каналами, кількість яких не перевищує 2016. Канали можуть бути розподілені по лініях, кількість яких може досягати 512.

Модуль LIM виконує такі функції:

- здійснює самоперевірку і діагностику;
- надає адреси польовим комутаційним і реєструвальним модулям (ALT і MRX);
- тестує польові реєструвальні модулі, MRX і сейсмичні дані, що надходять;
- калібрує підсилення сейсмичних сигналів у MRX;
- визначає опорну частоту режекторного фільтра;
- синхронізує вибірки даних від MRX;
- демультимплексує дані, що надходять, і дані про стан модулів;
- виводить на осцилограф багатоканальну сейсмограму в режимі реального часу;
- надає телефонний канал зв'язку для переговорних пристроїв;

- надає можливість введення дев'яти допоміжних каналів (тільки на перший LIM).

LIM отримує інструкції від SCM, призначені як для внутрішнього користування в сеймостанції, так і для їхньої передачі на польове устаткування. LIM передає по мережі команду, що розпізнається модулями ALT і MRX і викликає процес їхнього включення. Після цього модулі відправляють свою адресу на LIM для перевірки. Це також синхронізує дані й сортує інформацію про положення розстановки на профілі. LIM здатний виконувати цю операцію одночасно з демультимплексуванням даних різних вибірок.

Коректор-суматор (CSM) здатний високоякісно виконувати функції, необхідні для обробки даних віброрейсівних спостережень у польових умовах: придушення імпульсних перешкод; вагове підсумовування; сполучення придушення імпульсних перешкод з ваговим підсумовуванням; використання подвійного алгоритму придушення шумів; підсумовування; кореляцію.

Магнітофон TTM – це дев'ятидоріжковий накопичувач на півдюймовій магнітній стрічці з касетами розміром 10,5 дюймів. Він керується спеціальним блоком, що міститься в SCM. Блок керування передає 2,5 або 4-байтні демультимплексовані дані форматів відповідно SEG-D-8015 і SEG-D-8048 на магнітофон для запису. У магнітофоні є пристрій формування, який підтримує щільність запису 1600 або 6250 біт на дюйм. Дані можуть записуватися на один або два магнітони.

Для отримання сейсмограм у польових умовах система I/O/SYSTEM TWO має спеціальний цифровий плотер – Digital Field Monitor, який дозволяє виводити запис на термічний папір одночасно до 480 каналів у форматі тимчасової послідовності, або до 2400 каналів у трасопослідовному форматі.

Крім описаної вище телеметричної системи, фірма випускає ще один цікавий варіант – радіотелеметричну систему I/O SYSTEM TWO RSR. Ця система використовується для проведення спостережень методом 3D у важкодоступних районах. Блок-схема такої системи та умови її розміщення показані на рис. 10.5.

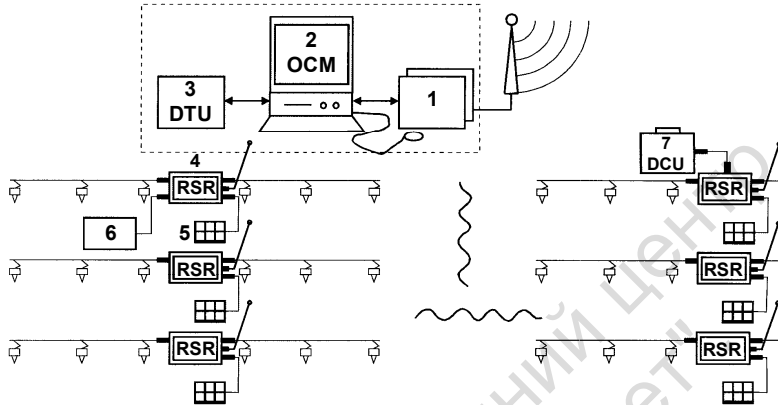


Рис. 10.5. Блок-схема та умови розміщення обладнання телеметричної системи I/O/SYSTEM TWO RSR:

- 1 – антена центрального передавача;
- 2 – пульт оператора; 3 – пристрій перетворення формату даних;
- 4 – польові модулі RSR; 5 – сонячна батарея;
- 6 – портативний пристрій адресації;
- 7 – пристрій збирання даних з польових модулів

Ще одна модель, яку випускає фірма INPUT/OUTPUT.INC, це телеметрична сейсмостанція типу I/O SYSTEM 2000. Завдяки широкому використанню засобів супутникового зв'язку сейсмостанція надає можливість у реальному масштабі часу дистанційного доступу до польових систем. Це дає змогу співпрацювати з оператором і контролювати системи реєстрації й мати доступ до польових даних, будучи в центрі обробки сейсмічної інформації. Широке використання супутникової навігації дозволяє здійснювати точну прив'язку координат як кожного польового модуля, так і будь-якого джерела збурення. Блок-схему системи наведено на рис. 10.6.

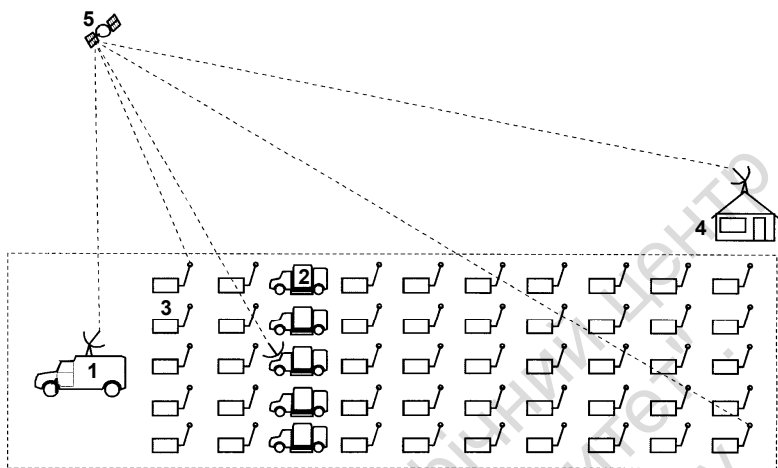


Рис. 10.6. Блок-схема телеметричної сейсмостанції I/O SYSTEM 2000:
 1 – центральна електроніка; 2 – група вібраторів; 3 – польові модулі;
 4 – блок керівництва сейсмосагону; 5 – супутниковий ретранслятор

10.3. ТЕЛЕМЕТРИЧНІ СЕЙСМОРЕЄСТРУВАЛЬНІ СИСТЕМИ ФІРМИ SERSEL

Фірма Sersel є одним з основних виробників апаратури та обладнання для наземних і морських сейсморозвідувальних робіт. Вона не тільки виробляє сейсморозвідувальну, радіонавігаційну апаратуру, різне обладнання для геологорозвідувальних робіт, програмне забезпечення для обробки геофізичної інформації, але й виконує польові дослідження, обробляє матеріали й отримує кінцеві результати.

Першою телеметричною сейсморозвідувальною станцією була SN-348, яку почали випускати в 70-ті рр. минулого століття. Пізніше на її основі була випущена телеметрична система SN-368 (рис. 10.7), яка набула широкого застосування. У цій системі фірма вперше чітко реалізувала класичні ознаки телеметричних систем, таких як:

- інтелектуальна центральна електроніка;

- багатоканальні польові модулі, що можуть програмуватися;
- телеметричні системи керування і зв'язку;
- висока, майже необмежена канальність.

Сейсмічна станція SN-368 включає дві підсистеми апаратури (табл. 10.1), це:

1. Центральна контролююча електроніка (Central Control Unit-CCU):

- основний контрольний блок (Master Control Unit-MCU);
- дисплей (Display Unit-DU);
- лінійний розширювач (Line Extension Unit-LXU);
- стрічковий реєстратор (Tape Transports-TT);
- засіб для підключення додаткової периферії: принтера, плотера, корелятора-суматора, додаткового магнітофону;
- блок живлення (Power Units-PU).

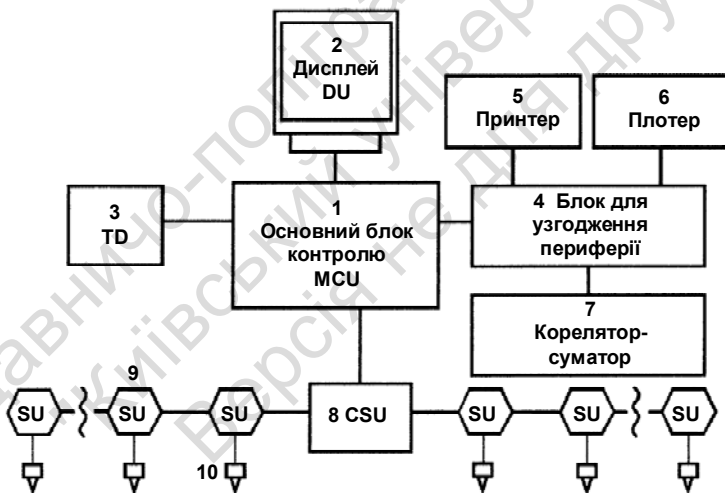


Рис. 10.7. Блок-схема вузлів телеметричної сейсмостанції SN 368

2. Польове обладнання:

- модулі з'єднання (Crossing Station Unit-CSU);
- польові модулі (Station Unit-SU);
- лінійні повторювачі (Repeater Unit-RU).

На початку 90-х р. на базі телеметричної системи SN-368, а також з урахуванням досягнення інших фірм була створена сучасна телеметрична система нового покоління – система SN-388. Система принципово відрізняється від станцій, які випускалися раніше, тим, що при збереженні загальної структури станції попереднього покоління вона цілком комп'ютеризована і використовує аналогово-цифровий перетворювач нового покоління – 24-розрядний перетворювач на основі нової "дельта-сигма" технології (AGST). Ця телеметрична система може працювати як з імпульсними джерелами (включаючи накопичення), так і з вібраційними.

Таблиця 10.1. Основні технічні характеристики телеметричної станції SN 368

1. Кількість каналів при кроці квантування, мс:	1	2	4
- базисної конфігурації	120	240	480 2400
- додаткової конфігурації	600	1200	
2. Тривалість запису, с	0-99, змінюється із кроком 1 с		
3. Коефіцієнти підсилення:			
- попереднього підсилювача	2 ⁴ або 2 ⁷		
- основного підсилювача із системою МАРП	від 2 ⁰ до 2 ¹⁴		
4. Розрядність АЦП	14 + знак		
5. Формат запису	мультиплексний у 2,5 байти SEG-D із щільністю 1600 bpi PE або 6250 bpi GGR		
6. Вага польового модуля, кг			
на один канал SU	4,50		
на два канали SU-D	4,85		

Телеметрична система SN-388, як і система SN-368, складається із двох підсистем:

- центральної контролюючої електроніки CCU;
- польового устаткування.

Блок-схема вузлів центральної контролюючої електроніки подана на рис.10.8.

Основним елементом цієї підсистеми ССУ є модуль збирання й обробки сейсмічної інформації на 1200 каналів (1200 CH module). Кількість працюючих модулів у станції може досягати 16. Максимальна кількість різних ліній, що підключаються до модуля – 254.

Керування роботою таких модулів здійснюється через інтерфейс оператора (HUMAN COMPUTER INTERFACE – HCI), реалізований на потужних робочих станціях типу SUN. Це надає оператору можливість одночасно спостерігати за декількома графічними екранами з високою здатністю і на цій основі контролювати весь процес запису сейсмічної інформації. Комп'ютерний інтерфейс підключений до кольорового принтера для друкування всіх параметрів спостережень і щоденних звітів оператора. Модуль збору й обробки інформації випускається у двох варіантах. Найпростіший варіант – PORTABLE ACQUISITION MODULE (PAM) – використовується для ведення робіт у важкодоступних районах. У цьому випадку пристрій PAM може приймати до 1200 каналів при кроці дискретизації 2 мс. Маса такого пристрою 22 кг.

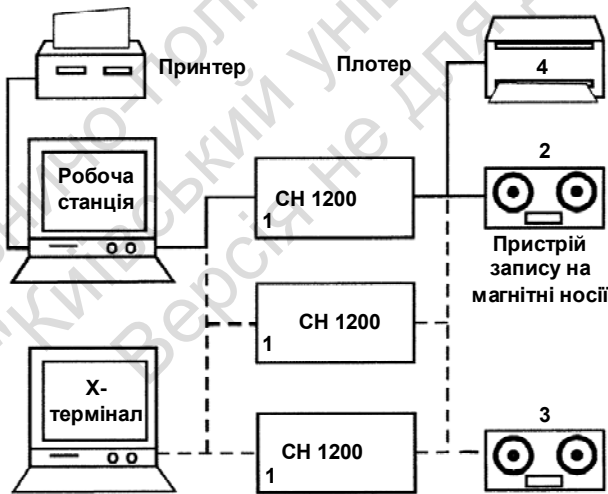


Рис. 10.8. Блок-схема вузлів центральної контролюючої електроніки ССУ сейсмостанції SN 388

Типова мінімальна польова комплектація центральної електроніки в цьому випадку містить:

- портативний модуль реєстрації сейсмічної інформації (РАМ);
- пристрій керування станцією (НСІ) на базі переносного комп'ютера типу Laptop;
- стрічковий нагромаджувач типу SS8TT.

В основному стаціонарному варіанті для роботи станції використовується більш інтелектуальний модуль збирання й обробки – Acquisition and Processing Module – (АРМ). Він дозволяє здійснювати не тільки збирання, але й деякі види попередньої обробки інформації:

- кореляцію до і після накопичення;
- тільки накопичення;
- рівномірне накопичення в режимі використання одного чи декількох вікон;
- редагування імпульсних перешкод ;
- одночасну чи паралельну роботу двох джерел.

Додатково до складу центральної електроніки ССУ можуть бути поставлені програмні касети типу GEO-QA/QC, що дозволяють оператору станції вести контроль якості сейсмічних даних у режимі реального часу.

Оперативне друкування сейсмічних записів проводиться на спеціальному плотері. Запис сейсмограм здійснюється на стрічковий магнітофон типу SS8TT щільністю запису 6250 bpi, або на стрічковий картридж типу CD 488. В обох випадках запис проводиться в демультіплексному форматі SEG-D 8058.

Основу польового устаткування становлять польові модулі (Station Unit – SU).

Модулі SU – це цифрові записуючі сейсморозвідувальні станції з обмеженою кількістю каналів – 1, 3 чи 6. Вони можуть працювати за температури навколишнього середовища від –40 до +70 °С.

Сейсмічний канал модуля SU містить у собі:

- попередній підсилювач із трьома рівнями підсилення 0, 12, 24 дБ;
- високоточний 24-розрядний аналого-цифровий перетворювач новітньої технології ADST;

- комутатор каналів, що забезпечує чотири кроки квантування сигналів за часом: 1, 2, 3,4 мс;
- антиліасінгові фільтри;
- низькочастотні фільтри;
- режекторні фільтри;
- блок оперативної пам'яті.

Загальна вага польового модуля для наземних робіт становить:

- одноканального SU-1 – 3,75 кг;
- триканального SU-3 – 3,80 кг;
- шестиканального SU-6 – 3,85 кг.

Існують варіанти цих модулів для роботи під водою на глибинах до 15 м (SU-1-BS, SU-6-BS) і до 50 м (BU-6). Варіанти оптимального підключення сейсмоприймачів до польових модулів показано на рис. 10.9.

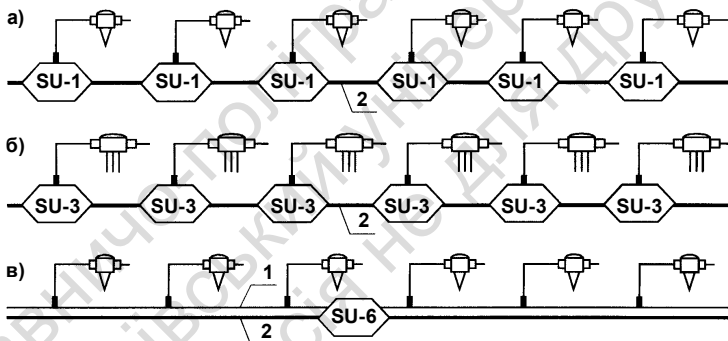


Рис. 10.9. Варіанти оптимального підключення сейсмоприймачів до польових модулів

Для безпосереднього підключення ліній польових модулів до центральної станції використовуються спеціальні з'єднувальні модулі CSU (CROSSING STATION UNIT). При цьому, якщо відстань між лініями польових модулів перевищить 800 м, то до з'єднувальної лінії необхідно включати блок поперечного ретранслятора-повторювача TRU (TRANSVERSE REPEATER UNIT).

Лінійним кабелем, що з'єднує польові модулі, використовується секційований багатожильний кабель діаметром 11 мм і довжиною 55 м або 80 м. Для вмикання ліній до станції використовується спеціальний кабель товщиною 9 мм і довжиною 800 м. Живлення польових модулів у лінії здійснюється через визначену кількість каналів (польових модулів) за допомогою включення спеціальних пристроїв живлення PSU (POWER STATION UNIT), що вмикаються до акумуляторних батарей. Уявлення про структуру багатолінійної розстановки, яка працює у складі телеметричної станції SN-388 (табл. 10.2), можна одержати на основі схеми, наведеної на рис. 10.10.

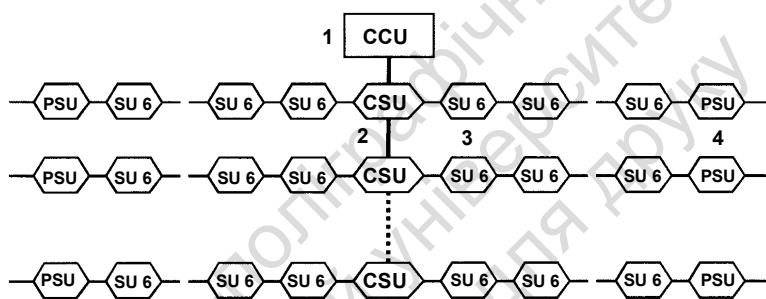


Рис. 10.10. Схема розстановки сейсмостанції SN 388

До складу польового устаткування можуть бути включені прилади й пристрої, що полегшують процес контролю та усунення несправностей усіх пристроїв польової лінії (LT-388 – лінійний тестер) і польових модулів (TMS-388 – система випробувань і обслуговування).

Для проведення роботи з вібраційними джерелами стандартне програмне забезпечення НСІ може здійснювати повне дистанційне керування електронною системою вібраторів через інтерфейс VB 416. Можливе підключення до роботи системи супутникової прив'язки для визначення розташування кожного вібратора.

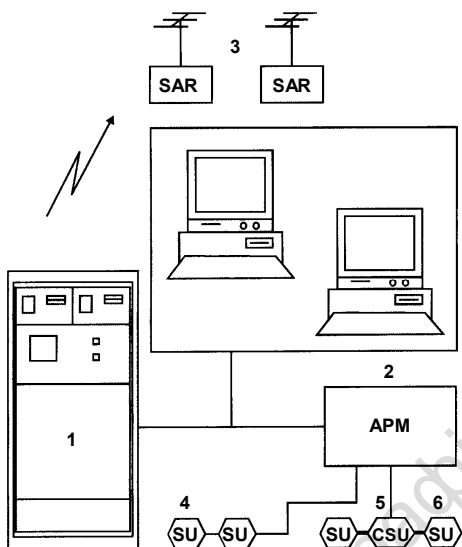


Рис. 10.11. Блок-схема телеметричної системи EAGLE 88

У середині 90-х рр. фірма SERSEL об'єдналася з фірмою OPSEIS. Це дозволило на базі телеметричної станції SN-388 і радіо-телеметричної станції OPSEIS EAGLE створити нову станцію EAGLE 88 (рис. 10.11). Станція поєднує високочастотні пристрої системи OPSEIS EAGLE і модуль збирання й обробки APM з оперативним інтерфейсом і периферійним устаткуванням системи SN-388.

Таблиця 10.2. Основні технічні характеристики телеметричної станції SN-388

1. Максимальна кількість каналів при різних кроках квантування	4 мс – 38400 3 мс – 28800 2 мс – 19200 1 мс – 9600 0,5 мс – 4800
2. Максимальна кількість активних каналів на кожній лінії при кроці квантування	4 мс – 1200 3 мс – 900 2 мс – 600 1 мс – 300 0,5 мс – 150
3. Максимальна кількість блоків на 1200 каналів, шт.	16
4. Максимальна кількість ліній на кожен блок 1200 каналів, шт.	254
5. Операційна система інтерфейсу "оператор-комп'ютер"	UNIX

Оснoву нової системи становить модуль EAGLE 88, що складається з електронних пристроїв обох систем. Він містить у собі:

- електроніку EAGLE (1);
- блок високочастотного зв'язку (ВЧ) (3);
- пристрій обробки (2);
- касетні накопичувачі.

Оснoву польового устаткування даної системи становлять польові дистанційно керовані на ВЧ модулі SAR із самотестуванням. Вони являють собою інтелектуальні шестиканальні польові модулі з каналом зв'язку по високій частоті (216–220 МГц).

Удосконалений інтерфейс оператора НСІ надає в розпорядження оператора всі необхідні засоби для безупинного контролю системи спостережень. Ці засоби контролю включають:

Удосконалений інтерфейс оператора НСІ надає в розпорядження оператора всі необхідні засоби для безупинного контролю системи спостережень. Ці засоби контролю включають:

- монітор ВЧ зв'язку, що надає всю необхідну інформацію для реєстрації даних з кожного модуля SAR;
- дисплей керування мо-

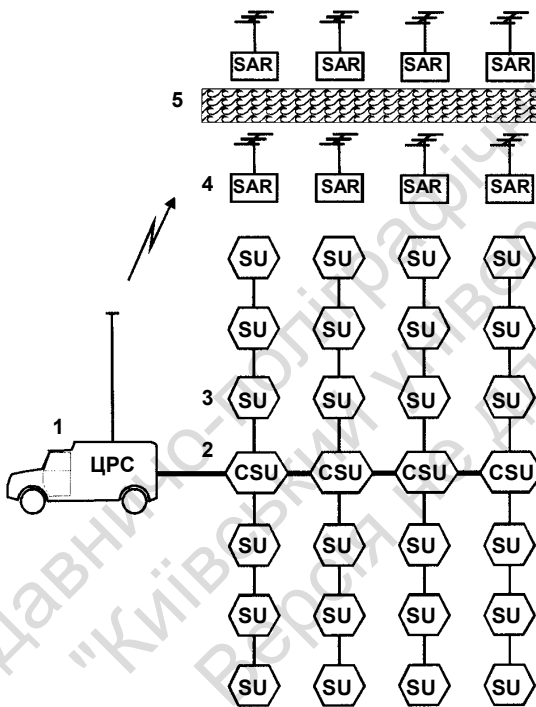


Рис. 10.12. Схема розстановки польового обладнання сейсмостанції EAGLE 88:

- 1 – центральна реєструвальна система (ЦРС);
 2 – лінійні модулі (CSU); 3 – наземне польове обладнання (SU); 4 – польові радіокеровані модулі (SAR); 5 – водна перешкода

дулями SAR, що дозволяє оператору здійснювати контроль параметрів кожного модуля і ліній зв'язку, що використовується цими модулями;

- графічний профільний дисплей, що зображує на екрані лінії спостереження.

Станція EAGLE 88 одночасно може реєструвати сейсмічну інформацію дистанційно по ВЧ від модуля SAR, будь-яких наземних чи підводних польових модулів SU. Це дозволяє вести роботи в лісах, горах, болотах або на мілинах, обходити перешкоди у вигляді річок, населених пунктів і т. п. Комбіновану схему використання модулів SAR і SU показано на рис. 10.12.

Телеметричні системи фірми SERSEL поступово завойовують визнання усе більшої кількості організацій і поступово починають замінювати телеметричні системи фірми I/O SYSTEM INC.

Запитання для самоконтролю

1. Перерахуйте пристрої, які становлять сейсмореєструвальний канал сучасної апаратури і вкажіть їхнє значення.
2. У чому полягає перевага цифрового запису коливань перед їхнім аналоговим записом.
3. Які параметри сейсмореєструвального каналу можуть регулюватись при записі коливань?
4. Поясніть принцип роботи цифрової сейсмостанції типу Input/Output, Inc?
5. Якими важливими параметрами володіє сейсморозвідувальна станція типу Input/Output?
6. Назвіть основні типи сейсморозвідувальних станцій, які працюють в Україні.
7. Поясніть принцип роботи цифрової сейсмостанції типу Sersel?
8. Якими важливими параметрами володіє сейсморозвідувальна станція типу Sersel?
9. Які можливі шляхи поліпшення сейсморозвідувальних станцій?
10. У чому полягає відмінність телеметричних сейсмостанцій від лінійних?
11. Які функції в телеметричних реєструвальних системах здійснює периферійна апаратура, а які – центральна?

Розділ II

МЕТОДИ СЕЙСМОРОЗВІДКИ. СЕЙСМОГЕОЛОГІЧНІ УМОВИ

II.1. КЛАСИФІКАЦІЯ МЕТОДІВ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

Класифікація методів сейсморозвідки є багатовимірною і ґрунтується на сукупності таких ознак.

1. *За сферою застосування*: глибинне сейсмічне зондування земної кори, регіональні дослідження, сейсморозвідка нафтогазова, вугільна, рудна, інженерна, вивчення білясвердловинного простору (свердловинна), сейсморозвідка підземна (шахтна), структурна, прогнозування геологічного розрізу (ППР).

2. *За фізико-географічними умовами проведення робіт*: сейсморозвідка суходільна, морська.

3. *За ступенем детальності досліджень*: сейсморозвідка рекогносцирувальна, пошукова, детальна.

4. *За типом хвиль, що використовуються*: сейсморозвідка з використанням поздовжніх, поперечних, обмінних, поверхневих, каналових хвиль.

5. *За цільовими хвилями*: сейсморозвідка з використанням відбитих, головних (заломлених), прохідних хвиль.

6. *За засобами збудження*: сейсморозвідка з природними, штучними, вибуховими, невибуховими, поодинокими, груповими просторовими джерелами, з накопиченням у часі, з вибуховими (у свердловині), вибуховими траншейними, вибуховими повітряними, ударними, імпульсними невибуховими, вібраційними джерелами.

7. *За просторовою орієнтацією спостережень*: сейсморозвідка двовимірна (2D), тривимірна (3D) (об'ємна).

8. *За системою спостережень*: з поздовжньою, непоздовжньою, площинною системами, з однократним перекриттям, з

багатократним перекриттям, сейсмондування, вертикальне профілювання.

9. *За складовою коливаний точки середовища, що реєструється* – з вертикальною, горизонтальною, двокomпонентною, трикомпонентною складовими.

10. *За частотним діапазоном*: сейсморозвідка ультразвукова (більше 10 кГц), акустична (6–10 кГц), високочастотна (100–600 Гц), середньочастотна (20–100 Гц), низькочастотна (1–20 Гц).

11. *За інтерференційним прийманням*: з поодинокими сейсμοприймачами, з поздовжньою групою сейсμοприймачів (джерел), з поперечною групою сейсμοприймачів (джерел), з площинною групою сейсμοприймачів (джерел).

12. *За поділом хвиль за різними ознаками при реєстрації, обробці та інтерпретації*: сейсморозвідка з регульованим спрямованим прийманням, з підсумовуванням за спільною глибинною точкою, з поляризаційним прийманням, з фокусуванням хвиль при випромінюванні та прийманні, з дифракційним перетворенням.

Основними з перелічених ознак є класи цільових хвиль. Виходячи із цього, розрізняють три основні методи сейсмічної розвідки: метод відбитих хвиль (МВХ), метод заломлених (головних) хвиль (МЗХ) і метод прохідних хвиль. У кожному із цих методів можуть використовуватися різноманітні типи хвиль: поздовжні, поперечні, обмінні чи їхні комбінації. Так, сейсмічна розвідка МВХ може здійснюватись з одночасним використанням монотипних поздовжніх, поперечних чи обмінних відбитих хвиль. У цьому випадку сейсморозвідку називають *багатохвильовою*.

11.2. КОРИСНІ ХВИЛІ ТА ЗАВАДИ

Для вивчення геологічної будови в кожному із зазначених вище методів сейсморозвідки використовують, як правило, апріорі (раніше) визначені хвилі певного типу. Але в реальних середовищах, особливо в шаруватій осадовій товщі на численних межах у результаті розщеплення падаючої хвилі, утворюються численні вторинні хвилі. Усі вони реєструються сейсмічними приймачами і записуються на осцилографічному папері чи на магнітній плівці.

Водночас лише невелика частина з них – *корисні хвилі* – може бути використана для вирішення поставленого завдання. Це переважно відбиті та заломлені поздовжні хвилі. Усі інші хвилі в сукупності являють собою *завади*. До них відносять: 1) мікросейсмічні коливання ґрунту, що спричиняються вітром, дощем, механічними джерелами коливань машини, транспорту та ін.; 2) звукові хвилі, що виникають у результаті вибуху; 3) розсіяні хвилі, які утворюються на дрібних неоднорідностях.

Якщо використовують поздовжні хвилі, то поперечні хвилі в цьому випадку розглядаються як завади і навпаки. Одними з найпоширеніших завад є кратні хвилі різних класів (відбито-заломлені, заломлено-відбиті, кратні відбиті). Крім них, завадами є сумарні й поверхневі інтерференційні хвилі, що поширюються вздовж поверхні землі. Цікаво, що пряма хвиля, яка поширюється від джерела також уздовж поверхні землі, вважається іноді завадою. Усе ж частіше за все ця хвиля використовується при інтерпретації сейсмічних матеріалів – за її годографами визначають швидкості поширення пружних коливань у межах зони малих швидкостей.

Таким чином, віднесення якої-небудь хвилі до завад чи до корисних хвиль є умовною процедурою і повністю залежить від напрямку сейсмічних робіт, який визначається конкретними геологічними завданнями. Виходячи із цих завдань, розділяють усі зареєстровані хвилі на хвилі корисні й на завади.

За великої кількості хвиль-завад та їхньої значної інтенсивності виділення і простеження корисних хвиль сильно ускладнюється аж до неможливості застосування сейсмічного методу. Тому розробка прийомів і способів придушення завад при реєстрації коливань являє собою одне з найважливіших завдань методики і техніки польових досліджень із застосуванням сейсмічної розвідки.

11.3. СЕЙСМОГЕОЛОГІЧНІ УМОВИ

Особливості геологічного розрізу району майбутніх досліджень визначають сейсмогеологічні умови. Розрізняють поверхневі та глибинні сейсмогеологічні умови.

Важливі для успішного виконання сейсмозвідувальних робіт умови збудження та приймання пружних коливань значною мірою залежать від поверхневих сейсмогеологічних умов, які визначаються особливостями будови самої верхньої частини розрізу.

Найважливішими є такі умови:

1. Товщина зони малої швидкості, її мінливість, яка зумовлює характер розподілу швидкостей в її товщі. Знання про ці особливості зони необхідні для правильного вибору глибини занурення вибухового заряду та для точного розрахунку часових поправок до спостережених годографів з метою урахування впливу ЗМШ.

2. Положення водоносних горизонтів. Бажано здійснювати вибухи всередині цих горизонтів. – це сприяє створенню інтенсивних корисних хвиль.

3. Наявність сильних відбивних і заломлювальних меж, на яких за рахунок актів відбиття та заломлення різко падає інтенсивність прохідних корисних хвиль і утворюються численні кратні хвилі-завади. Положення може ускладнюватися, коли така межа матиме неправильну форму – це призводить до деформації фронтів корисних хвиль, що погіршує умови обробки та інтерпретації.

Глибинні сейсмогеологічні умови характеризуються такими факторами:

1. Наявність на різних рівнях розрізу сейсмічних меж, які залягають узгоджено з тими стратиграфічними горизонтами, що є об'єктами вивчення разом зі стратиграфічними товщами, які вміщують ці горизонти. У цьому випадку хвилі, пов'язані з такими горизонтами, мають назву цільові та є головними об'єктами, на вивчення яких спрямовані сейсмічні роботи.

2. Велике значення має якість сейсмічних меж, яка залежить від їхньої витриманості вздовж простягання, фізичної контрастності або ступеня відмінності пружних властивостей по обидва боки від межі гладкості. Сейсмічні межі, які характеризуються усіма переліченими властивостями, називають опорними (маркувальними). Наприклад, у регіонах з неглибоким заляганням кристалічного фундаменту (докембрійські щити або платформи) його поверхня являє собою, як правило, високоякісний у всіх відношеннях маркувальний горизонт.

3. Порушення неперервності сейсмічних меж (диз'юнктивні порушення різних рангів) значно ускладнюють застосування сейсморозвідки, хоч пошуки та простежування подібних порушень становлять одне з важливих завдань цього методу.

4. Кути нахилу меж, від яких значною мірою залежить методика робіт. Круті кути нахилу (понад 30–40⁰) несприятливі для застосування польової сейсморозвідки. У методі спільної глибинної точки (МСГТ) розроблена методика дослідження розрізу при кутах нахилу, близьких до 90⁰.

5. Характер швидкісного розрізу. Застосування сейсморозвідки, особливо МЗХ, іноді ускладнюється через явище екранування, викликане наявністю у розрізі товщ з підвищеними значеннями швидкості.

Сейсмогеологічні умови району робіт, як поверхневі, так і глибинні, слід по можливості якомога краще вивчити ще перед виконанням польових досліджень. Від цього залежить якість отриманих сейсмічних матеріалів.

Заяпитання для самоконтролю

1. За якими ознаками класифікуються методи сейсморозвідки?
2. Які основні методи сейсмічної розвідки ви знаєте?
3. Які поверхневі сейсмогеологічні умови впливають на якість отриманих сейсмічних матеріалів?
4. Що таке корисні хвилі та хвилі завади?
5. Які глибинні сейсмогеологічні умови впливають на якість отриманих сейсмічних матеріалів?

Розділ 12

МЕТОДИКА ПОЛЬОВИХ СЕЙСМОРОЗВІДУВАЛЬНИХ РОБІТ

12.1. ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА СИСТЕМ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Основним фактичним матеріалом сейсморозвідки є первинні сейсмограми. Їхня якість забезпечується вибором раціональної методики і техніки польових робіт, правильним вибором системи спостережень, призначеної для реєстрації пружних хвиль.

Система спостережень – це взаємне розташування пунктів збудження (ПЗ) і пунктів приймання (ПП) сейсмічних хвиль, які поширюються у середовищі, що вивчається. Послідовність взаємного переміщення ПЗ і ПП на поверхні спостережень має назву *технологія спостережень*.

Залежно від структури та форми взаємного розташування пунктів збудження і пунктів приймання сейсмічних хвиль розрізняють точкові, профільні й просторові системи спостережень. Відповідно до цього розрізняють одновимірну, двовимірну та тривимірну сейсморозвідки. Ці види досліджень відповідно називають D, 2D і 3D вимірами (D – перша літера англійського слова *dimension*, що означає вимір).

Одновимірну систему спостережень (D) часто називають *способом центрального променя*. На сьогоднішній день її застосовують переважно лише в морській сейсморозвідці. Система характеризується зближеним положенням джерела і приймача сейсмічних коливань. За такого положення реєструються відбиті хвилі, які поширюються уздовж променів, перпендикулярних до відбивних меж.

Основний обсяг сейсмозвідувальних робіт виконується нині за *системами профілів* (2D виміри). Системи спостережень по профілю можуть бути поздовжніми, коли пункти збудження та приймання розташовуються уздовж однієї лінії, і непоздовжніми, коли пункти збудження розташовуються уздовж ліній, від-

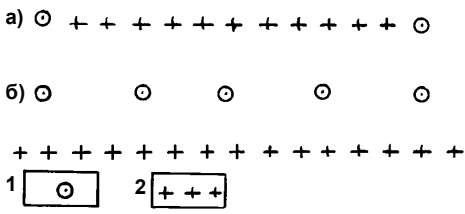


Рис. 12.1. Профільні системи спостережень:

а) поздовжні; б) непоздовжні;

1 – пункти збудження;

2 – пункти приймання

рвного профілювання, або у вигляді *дискретних спостережень* (сейсмозондувань).

При вирішенні завдань у складних сейсмогеологічних умовах та з метою більш детального вивчення об'єкта, що цікавить дослідників, застосовуються *просторові системи спостережень* (3D виміри). Основною ознакою просторової системи спостережень є одночасна реєстрація коливань від будь-якого пункту збудження уздовж сукупності декількох приймальних ліній, віднесених у просторі одна від другої на достатньо велику відстань.

Просторова система дозволяє реєструвати сейсмічні хвилі, які приходять до пунктів приймання у різних напрямках, та отримувати на цій підставі тривимірні уявлення про складно побудовані геологічні структури.

12.2. ТИПИ СИСТЕМ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

У сейморозвідці при дослідженнях по профілях найчастіше застосовуються такі системи спостережень (рис. 12.2):



Рис. 12.2. Типи систем спостережень:
а) флангова; б) зустрічна флангова; в) зустрічна флангова з виносом; г) центральна; д) комбінована; 1 – пункти збудження; 2 – пункти приймання

Флангові системи спостережень найбільш технологічні в процесі польових робіт. У морських дослідженнях вони є практично єдиною можливими. Зустрічні флангові системи менш технологічні, але забезпечують додатковий контроль статичних поправок і можливість роздільного аналізу результатів за різними варіантами накопичення (за прямою, зворотною та повною зустрічною системою), що дозволяє розпізнавати артефактні (штучні, несправжні) осі синфазності на часовому розрізі.

Центральні системи спостережень є найбільш економічним різновидом зустрічних систем, але, як правило, потребують застосування сейморозвідувальних станцій зі збільшеною кількістю каналів.

Застосування комбінованих систем спостережень може бути доцільним за одночасного вивчення горизонтів, які залягають на суттєво різних глибинах. Будь-яка система спостережень, що застосовується у процесі польових досліджень, має якомога краще забезпечувати не лише вивчення *цільових* горизонтів, але й отримання інформації про будову товщі, яка їх покриває, що необхідно для урахування впливу її швидкісної неоднорідності на кінематичні та динамічні параметри хвиль і глибинні побудови, а також для прогнозування та придушення відбитих хвиль-завад.

12.3. ОСНОВИ МЕТОДИКИ І ТЕХНОЛОГІЇ РОБІТ МЕТОДОМ СПІЛЬНОЇ СЕРЕДИННОЇ ТОЧКИ (ССТ)

Метод спільної глибинної точки був запропонований в 1950 р. Г. Мейном (США) як ефективний засіб послаблення багатократних відбитих хвиль. Після упровадження цифрової техніки обробки почалось широке практичне використання цього методу. Основним методом досліджень у сейсморозвідці спосіб ССТ став після повного переходу на роботу із цифровою реєструвальною апаратурою. Упровадження у практику сейсморозвідувальних робіт ЕОМ четвертого покоління з великою швидкістю дії та пам'яттю дозволило почати широко використовувати системи спостережень високої кратності не тільки на лінійних профілях, але й у площовому варіанті. На стадії обробки фахівці стали використовувати достатньо складні алгоритми обробки сейсмічної інформації, які дозволяють за даними сейсморозвідки отримувати надійні рекомендації для оптимального розбурювання родовищ, виявляти рифи, давні палеорусли, зони тектонічних порушень і навіть безпосередньо вказувати на місцезнаходження накопичення вуглеводнів.

Принципову сутність методу ССТ становить ідея багатократного простежування відбиттів від одних і тих самих відрізків сейсмічних меж за різного взаємного положення джерел і приймачів пружних коливань (рис. 12.4).

У роботах за методикою ССТ зазвичай використовуються одна чи декілька великих баз спостережень і малі відстані між джерелами збудження. Це дозволяє за відносно невеликих витрат здійснювати спостереження високої кратності. Для неперервного вивчення розрізу по профілю (спостереження по окремих профілях з лінійними сейсморозвідувальними станціями) застосовують спеціальний спосіб проведення суходільних польових робіт. Його сутність полягає у використанні декількох спеціальних поділених на секції двобічних сейсмічних кіс. Такі коси дають можливість умикати сейсмоприймачі до сеймостанції при розташуванні станції біля будь-якого кінця коси. Зазвичай використовуються секції, які дозволяють увімкнення 6–12 сейсмічних каналів. Сейсмічні коси вмикаються до сеймостанції через спеціальний багатоканальний комутатор каналів – комутатор ССТ, який дозволяє оператору станції після зміни положення джерела оперативного вмикати необхідні сейсмоприймачі із розставлених на профілі. Порядок вмикання необхідних сейсмоприймачів визначається проектною системою спостережень.

Наведемо приклад реалізації системи спостережень за методом ССТ. Нехай на лінійному поздовжньому профілі встановлено 48 груп сейсмоприймачів, увімкнених до чотирьох двобічних 12-канальних кіс (рис. 12.3). Центри груп сейсмоприймачів встановлено на пікетах (ПК) із 49 до 96. Першу косу увімкнено до сейсмоприймачів, розташованих на пікетах 49–60, другу – 61–72, третю – 73–84, четверту – 85–96. Припустимо, з метою спрощення розгляду, що роботи виконуються 24-канальною станцією. Розгляд технології робіт почнемо з моменту, коли до входу комутатора каналів ССТ сейсморозвідувальної станції увімкнено усі 48 груп сейсмоприймачів. Вважатимемо, що спостереження здійснюються за фланговою системою без використання виносу. Тоді при збудженні пружних коливань на ПК 49 на момент початку реєстрації відбитих хвиль оператор повинен через комутатор ССТ увімкнути до входу сейсморозвідувальної станції групи сейсмоприймачів, центри баз (груп) яких розташовані на ПК 49–72.

На рис. 12.3 конфігурація сейсмічної коси та її положення на профілі в цей момент роботи умовно показані лінією зі знаком

49 → . Після реєстрації запису за положення джерела пружних коливань на ПК 49 оператор станції за допомогою лише комутатора каналів ССТ вмикає до входу станції сейсмоприймачі, розташовані на ПК 50–73. Умови положення сейсмічної коси та пункту вибуху на даний момент показано лінією зі знаком 50 → . Зазначимо, що при цьому обов'язково повинна бути забезпечена умова, за якої 1-й канал станції має бути ввімкнений до сейсмоприймача, розташованого на ПК 50, а 24-й канал – до сейсмоприймача, розташованого на ПК 73. За цією схемою процес виконання робіт може продовжуватись доти, поки пункт вибуху не досягне ПК 61. На цей момент перша із чотирьох 12-канальних двобічних кіс повністю виконає свою функцію. Тому на цей момент часу за командою оператора станції робітники на профілі можуть почати процес змотування та переміщення цієї секції вперед за напрямком робіт на профілі. Тепер зазначена секція може бути розташована та приготована до роботи на ПК 97–108. А процес відпрацювання профілю продовжується за аналогічною технологією далі до ПК 96. При цьому чергову 12-канальну двобічну косу, яка до цього була розташована на ПК 61–72, слід перемістити вперед за напрямком робіт на ПК 109–120.

Отримані таким чином сейсмічні спостереження дозволяють створити з фізичних записів набір сейсмограм методу спільної глибинної точки для всіх пікетів відпрацьованого профілю. Вихідними при цьому є сукупність сейсмограм спільної точки вибуху (СТВ), яка на схемі відповідає номеру пункту вибуху (рис. 12.3, 49 → , 50 → , 51 → і т. д.). Сейсмограма ССТ для кожного пікету профілю збирається з записів окремих трас сейсмограми СТВ за визначеною схемою.

нання дозволяє зберегти достатньо високу продуктивність польових робіт навіть за високої кратності спостережень.

Крім сейсмограм СТВ та ССТ, за даною серією вихідних записів можна сформувати сейсмограми спільної точки приймання (СТП), або однакового віддалення (ОВ). Ці сейсмограми використовуються в процесі обробки записів ССТ з метою коригування статичних поправок за вплив верхньої частини розрізу.

Сейсмограми СТП для заданого пікету профілю формуються із вихідних записів шляхом вибирання трас, які відповідають заданому ПК профілю за різних положень пункту збудження. Наприклад, сейсмограми СТП для ПК 72 формуються із трас записів СТВ, номери яких розташовані на лінії *ББ* (див. рис. 12.3).

Сейсмограми ОВ формуються із трас записів СТВ, розташованих на однаковій відстані від пункту збудження. Наприклад, сейсмограма ОВ, яка відповідає відстані від пункту збудження, рівній $14 \Delta x$, (де Δx – крок спостережень – відстань між двома сусідніми пунктами приймання коливальних хвиль), формується із трас СТВ, номери яких розташовані на лінії *ВВ*.

12.4. ПРОФІЛЬНІ СИСТЕМИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Профільні системи спостережень як найекономічніші та достатньо ефективні застосовуються найширше у практиці сейсморозвідки. При пошуках і розвідці родовищ нафти і газу відносна частка їхнього застосування перевищує сьогодні 75 %.

Системи спостережень на поздовжніх профілях зображують або на площині годографа (прості системи) або на узагальненій площині. Системи спостережень на непоздовжніх профілях і площові системи зображують у плані у вигляді ліній цих профілів з позначенням пунктів збудження.

Для зображення систем спостережень (простих) на площині годографа в заданому масштабі позначають пункти збудження. Над профілем в умовному часі зображують годографи основних цільових хвиль (відбитих чи заломлених) з позначенням індексів їхніх пунктів збудження та інтервалу простежування цих хвиль.

Для розуміння сутності конкретної профільної системи спостережень у сейсмозвідці розроблено аналіз графічного зображення системи спостережень на узагальненій площині. Із цією метою необхідно на горизонтальній лінії, яка збігається з лінією профілю, розташувати, дотримуючись горизонтального масштабу, пункти збудження пружних коливань. Із цих пунктів під кутом -45° проводять похилі лінії (промені). Після цього бази приймання з профілю спостережень проектуються в цій системі координат на похилі лінії. При цьому для центральних систем спостережень базу приймання проектують на два промені, які виходять з відповідного джерела збудження під кутом -45° , а за флангової системи – на один промінь, що виходить під кутом $+45^\circ$, якщо база приймання розташована праворуч від пункту збудження, або на промінь під кутом -45° , якщо база приймання розташована ліворуч від пункту збудження.

Розглянемо зображення систем спостережень на такому прикладі (рис. 12.6). Нехай за розрахунками на стадії проектування вирішено використати флангову систему спостережень без вносу з такими кількісними параметрами:

- кратність спостереження $N = 6$;
- база спостережень $L = 1150$ м;
- кількість каналів апаратури, що використовується $S = 24$;
- мінімальна та максимальна відстань від пункту збудження $X_{\min} = 0$, $X_{\max} = 1150$ м;
- інтервал збудження пружних хвиль $\Delta l = 100$ м;
- крок між каналами $\Delta X = 50$ м;
- винос $R = 0$ м;
- густина точок ССТ на 1 км $m = 20$.

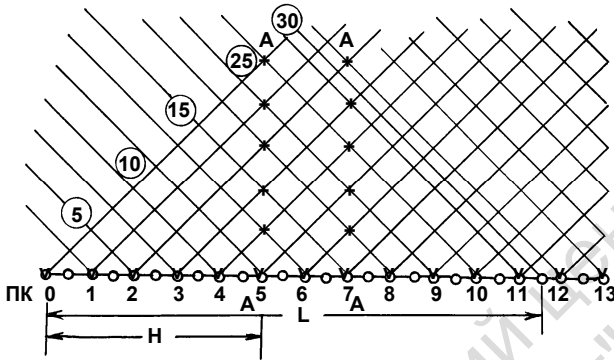


Рис. 12.6. Флангова система спостережень кратності $N = 6$ без виносу: v – пікети розташування пунктів збудження; 0 – пікети розташування пунктів приймання; L – початкове положення бази спостережень; H – ділянка набору кратності на профілі. Положення трас сейсмограм спільної точки відбиття що використовуються з метою формування сейсмограм спільної серединної точки для пікетів профілю $A - A$ (+) із цілочисловими номерами (5), (10) і т. д. – номери каналів розстановки

Відповідно, із запропонованими принципами зображення система спостережень з обраними параметрами на узагальненому профілі матиме вигляд, наведений на рис. 12.6. Слід при цьому пам'ятати, що в сейморозвідці всі відстані по профілю прийнято вимірювати пікетами, відстань між якими, як правило, береться рівною 100 м. Необхідно також, щоб номери пікетів зростали в напрямку із заходу на схід і з півдня на північ. При розстановці сеймоприймачів меншим пікетам завжди мають відповідати менші номери каналів. Для розуміння порядку розташування каналів на виокремленій розстановці зазначено номери каналів.

Слід підкреслити, що проектна повна кратність $N = 6$ може бути отримана лише для точок профілю, розташованих праворуч ПК 5 (рис. 12.6). Кратність спостережень для усіх точок, розташованих ліворуч ПК 5, є різною і змінюється від одиниці (ПК 0, 0, 50) до 5 (ПК 4 та 4, 50). Як правило, цю частину профілю називають ділянкою набору (або скиду) кратності та в усіх кошторисних розрахунках її беруть рівною середній величині. У нашому випадку слід вважати, що частина профілю від ПК 0 до ПК 5 має кратність, яка дорівнює трьом. Аналогічна ділянка профілю зі змінною кратністю

може бути розташована на іншому кінці профілю. Ця ділянка зазвичай має назву ділянки скиду (набору) кратності.

12.5. ПРОСТОРОВІ СИСТЕМИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

У районах зі складними глибинними сейсмогеологічними умовами (криволінійні, крутонахилені межі, різкі неузгодження) структура відбитого сейсмічного хвильового поля стає тривимірною. Це призводить до того, що в пункти приймання коливань приходять хвилі, траєкторії руху яких розташовані в різноманітно орієнтованих площинах. Якщо під час реєстрації та обробки знехтувати цими особливостями хвильового поля, то можна припуститися значних помилок при інтерпретації результатів таких спостережень.

Для ефективного вивчення сейсмічною розвідкою таких складних районів необхідно на стадії реєстрації застосовувати площинні системи спостережень, які проєктують таким чином, щоб вони, наскільки це можливо, забезпечили покриття всієї площі робіт рівномірною регулярною мережею спільних глибинних точок.

За порівняно сприятливих поверхневих і глибинних сейсмогеологічних умов такого розподілу спільних глибинних точок можна досягти, якщо рівномірно, за квадратною мережею розташувати по площі робіт джерела та приймачі. Рівномірну (регулярну) площинну систему можна також передбачити у вигляді сукупності поздовжніх і непоздовжніх сейсмічних профілів (рис.12.7).

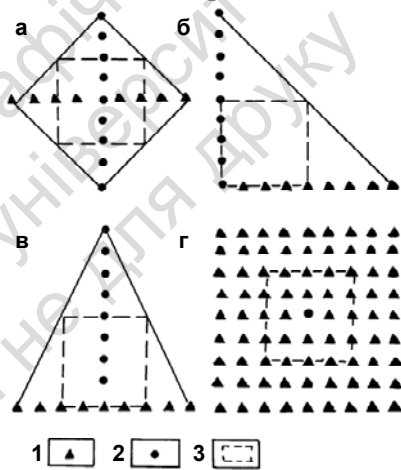
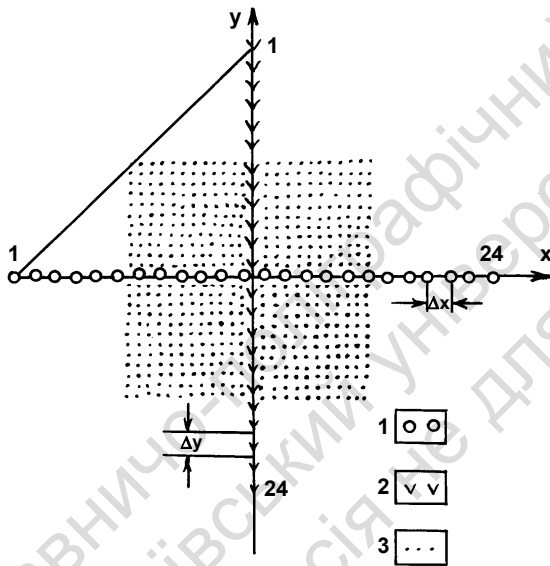


Рис. 12.7. Основні елементи просторових систем спостережень:
 а – непоздовжній профіль;
 б – Г-подібна розстановка,
 в – Т-подібна розстановка,
 г – площинний розподіл приймачів,
 1 – приймачі; 2 – джерела коливань;
 3 – межі області розташування спільних глибинних точок

На сьогоднішній день найширше застосовуються регулярні площинні системи спостережень. Умовно ці системи можна поділити на рівномірні площинні та спрощені регулярні площинні системи. У важких умовах проведення польових робіт (гірська місцевість, високий рівень урбанізації території та ін.) застосовують нерегулярні спрощені площинні системи спостережень. В основі всіх площинних систем спостережень як основний (базовий) елемент використовується поняття неперервного сейсмічного профілю та площинного розподілу приймачів і джерел.



Пояснимо сутність регулярних площинних систем на такому прикладі (рис. 12.8).

Площинні системи спостережень, побудовані на основі хрестової розстановки, забезпечують вибірку трас за ССТ за рахунок послідовного перекриття хрестоподібних розстановок джерел і приймачів. Якщо крок джерел і сейсмоприймачів однаковий, а сигнали, які збуджуються в кожному із джерел, приймаються усіма сейсмо-

Рис. 12.8. Площинна система спостережень на основі хрестової розстановки:

- 1 – пікети розташування сейсмоприймачів;
- 2 – пікети розташування джерел; 3 – середні точки для кожної із пар "джерело – приймач" (спільні глибинні точки)

приймачами, то в результаті такого відпрацювання спочатку формується поле, яке складається із 576 середніх точок ($24 \times 24 = 576$). Якщо послідовно зміщувати розстановку та лінію джерел, що її перетинає, уздовж осі x на крок і повторювати реест-

рацію, то в результаті буде отримано 12-кратне перекриття смуги шириною, рівною половині бази збудження.

У процесі проектування регулярних площинних систем з метою оцінки рівномірності покриття усієї площі досліджень спільними глибинними точками використовується поняття біну.

Бін – це невелика площа на поверхні досліджень, у межах якої всі спільні глибинні точки можна без помітної похибки вважати такими, що збігаються з його центром. Розмір біну визначають, виходячи з мети розвідки, потрібної просторової роздільної здатності та економічних міркувань. У звичайних умовах використовують прямокутні (квадратні) біни з розмірами сторін 25–200 м.

Найчастіше використовуються біни розмірами 25 x 25, або 50 x 50 м. Кратність спостережень визначається як число спільних середніх точок, які потрапляють у спільний бін. З деяких причин (відхилення реальної межі спостережень від регулярної) кількість спільних середніх точок, які потрапляють у кожний бін, може бути неоднаковим. Тому на стадії проектування завжди розраховують спеціальну схему, яка характеризує реальну кратність для кожного біну.

Серед регулярних спрощених просторових систем спостережень найширше застосовується методика широкого профілю (ШП) (рис. 12.9).

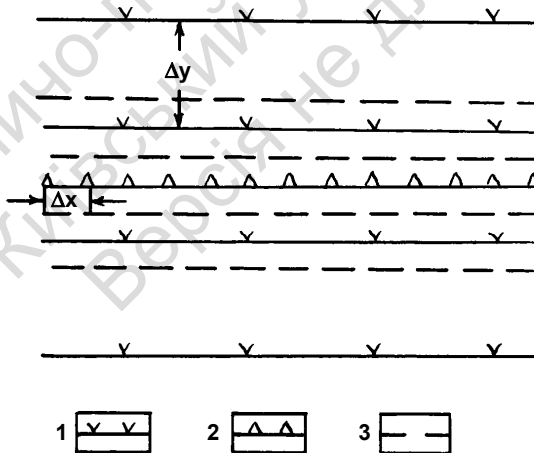


Рис. 12.9. Площинна система спостережень за методикою широкого профілю: 1 – пікети розташування джерел; 2 – пікети розташування сейсмоприймачів; 3 – лінії спільних середніх точок

Система спостережень ШП на суходолі із застосуванням лінійних станцій являє собою послідовність з M профілів збудження, розташованих паралельно і симетрично одному профілю приймання. Переважно застосовують чотири профілі збудження, відстані між якими по осі становлять 40–50 м. Джерела розподіляються на кожній лінії таким чином, щоб їхня проекція на лінію спостереження (вісь x) давала б систему N_x -кратного перекриття і кратність N_y уздовж кожної окремої лінії. Наприклад, при використанні 48-канальної станції точки збудження, розташовані на кожному із чотирьох профілів із кроком $3 \Delta X$ (де ΔX – відстань між каналами), забезпечують кратність спостережень уздовж осі OY – $N_y = 4$, а кратність по осі OX – $N_x = 8$.

У результаті сумарна кратність перекриття на профілі спостережень дорівнюватиме $N = N_x N_y = 8 \times 4 = 32$. Лінії проекцій спільних глибинних точок на поверхню спостережень розташовані паралельно до лінії збудження (рис. 12.9).

Серед багатьох видів нерегулярних просторових систем спостережень для дослідження будови земної кори за складних поверхневих умов (складний рельєф місцевості, водні перешкоди, промислові та сільськогосподарські об'єкти) у сейсморозвідці найчастіше застосовують спостереження по криволінійних профілях. Останнім часом російськими фахівцями з метою подальшого розвитку цієї системи запропоновано і розвинуто ідею системи спостережень, яка базується на можливості довільного (за віддалями й азимутами) взаємного розташування джерел і приймачів. Ця модифікація спостережень має назву *тотальна сейсморозвідка* (рис. 12.10). У цій системі основна вимога до польових робіт полягає в тому, щоб після відпрацювання уся площа досліджень була достатньо щільно і рівномірно вкрита спільними середніми точками. Через трудомісткість польових робіт і обробки масове застосування таких систем спостережень поки що обмежено.

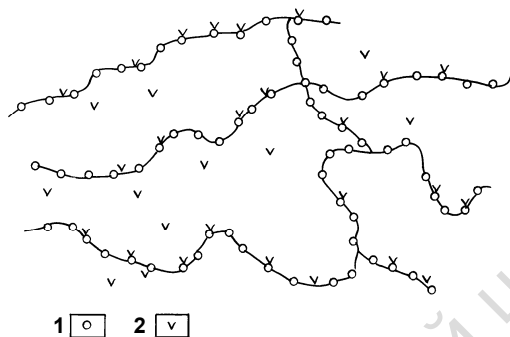


Рис. 12.10. Дослідження площі за сукупністю криволінійних профілів (тотальна сейсмозвідка):

1 – пікети розташування приймачів, 2 – пікети розташування джерел

12.6. ВИБІР ПАРАМЕТРІВ СИСТЕМ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Для успішного виконання польових робіт необхідно обрати відповідні параметри систем спостережень. У методі відбитих хвиль ці параметри обирають, виходячи з геологічних завдань робіт, на основі попереднього досвіду, теоретичних розрахунків і спеціальних дослідних робіт.

Спочатку слід установити область простежування потрібних (цільових) хвиль, тобто ділянку профілю, на якій буде можливо реєструвати ці хвилі. Для цього за апіорними даними та за результатами дослідних робіт розраховують теоретичні годографи фронтів і тилів очікуваних корисних хвиль і хвиль-завад, які спостерігатимуться за обраного способу збудження (рис. 12.11).

На підставі аналізу теоретичних годографів обирають ділянки спостереження, які розташовуються в межах ділянок або зон простежування.

Максимальну відстань між пунктами приймання та збудження пружних хвиль (X_{\max}) за умов спостережень з малою кратністю

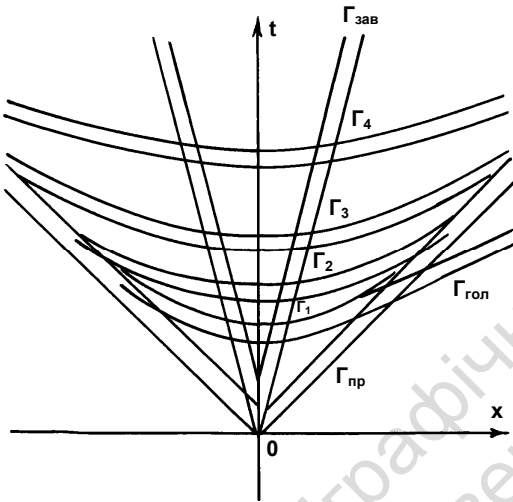


Рис. 12.11. До вибору ділянок простежування відбитих хвиль:

- $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ – годографи відбитих хвиль,
- $\Gamma_{\text{пр}}$ – годографи прямих хвиль,
- $\Gamma_{\text{гол}}$ – годографи головних хвиль,
- $\Gamma_{\text{зав}}$ – годографи хвиль-завад

хвиль, неповне врахування заломлення на проміжних межах. Усе це погіршує ефективність МССТ.

Крок між каналами ΔX обирають так, щоб він був дещо менший за половину довжини хвилі, або (що те ж саме), щоб різниця часу приходу корисних хвиль до сусідніх каналів була менша за половину періоду корисних хвиль. Зі збільшенням ΔX , природно, зростає продуктивність роботи, але погіршується якість, і навпаки, зі зменшенням ΔX продуктивність падає, але поліпшується якість. Тому слід прагнути оптимальної величини ΔX , щоб не страждали ні продуктивність, ні якість робіт.

За однократного профілювання інтервал збудження Δl (відстань по профілю між двома сусідніми пунктами збудження пружних хвиль) обирають рівним ΔX_{\max} . За багатократного профілю-

стю (до 2–4) обирають рівною $(0,4-0,8)H$, де H – середня глибина досліджуванних сейсмічних меж. За умов багатократного профілювання для боротьби з кратними хвилями збільшують X_{\max} до $(1,5-3,0)H$. Слід зауважити, що надмірне збільшення X_{\max} призводить до таких явищ, як інтерференція відбитих і головних хвиль, рестрація бічних

вання інтервал збудження беруть як результат ділення величини бази спостережень L на кратність спостережень N : $\Delta l = L / N$.

При роботах методом заломлених хвиль спостереження виконуються на деякій відстані від пункту збудження – за межами мертвої зони, де, як відомо, корисні (або цільові) хвилі не простежуються. Так само як і в методі відбитих хвиль, перед початком польових робіт розраховують теоретичні годографи фронтів і тилів очікуваних корисних хвиль (рис. 12.12).

Підставою для розрахунку є результати дослідно-методичних робіт, або апріорна модель середовища. У результаті аналізу цих годографів визначають положення області перших вступів і зон інтерпретації різних головних (заломлених) хвиль. Довжина ділянок спостереження обирається рівною (3–5) h , де h – максимальна глибина залягання сейсмічних меж, що досліджуються. Крок лінії приймання визначають за тими ж критеріями, що в методі відбитих хвиль. Якщо досліджуються малі глибини (за високих частот і малих довжин хвиль), довжину кроку беруть рівною 50–100 м, крок ΔX може дорівнювати 1–5 м. Зі збільшенням глибини дослідження знижуються частоти та зростають довжини хвиль. Тому в цих випадках крок зростає – при дослідженні середніх глибин (100–1000 м) – 10–25 м, при дослідженні великих глибин (понад 1000 м) – 50–200 м.

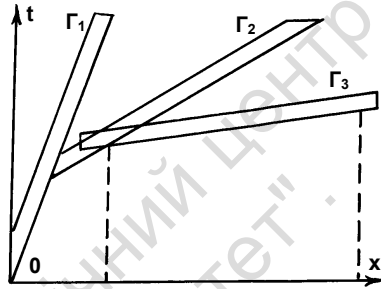


Рис. 12.12. До вибору ділянок простежування головних хвиль:
 $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ – годографи головних хвиль від різних заломлювальних меж

12.7. МЕРЕЖІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Сейсмічні роботи часто виконуються у вигляді мережі профілів – мережі спостережень. Розташування такого різновиду спостережень визначається завданнями робіт і сейсмогеологічними умовами. Мережі спостережень мають бути узгодженими зі свердловинами, розташованими в межах площі досліджень.

Геологорозвідувальні роботи, однією з основних складових яких є сейсмічна розвідка, поділяються на три етапи – регіональний, пошуковий та детальний.

На регіональному етапі по різних горизонтах вивчаються конфігурації великих підняттяв і прогинів. Уздовж опорних продовжених профілів проводяться регіональні сейсмічні спостереження за методикою багатократного профілювання МВХ, КМЗХ і МЗХ–ССТ. Відстані між профілями становлять 10–50 км.

Під час пошукового етапу сейсмічною розвідкою виявляють площі, перспективні на нафту і газ. Крім того, визначають зони, що являють собою інтерес для проведення подальших детальних робіт. Густина мережі спостережень має забезпечувати перетин об'єкта, який необхідно виявити, не менше, ніж двома основними розвідувальними профілями. Ці профілі прокладають перпендикулярно до очікуваного простягання структур, що вивчаються. Пошуковий етап завершується підготовкою виявлених перспективних площ до пошукового глибокого буріння.

На етапі детальних робіт виявляється та уточнюється положення окремих покладів вуглеводнів, простежується їхнє просторове положення, оцінюються властивості колекторів на підставі спільної інтерпретації сейсмічних матеріалів і даних геофізичних досліджень у свердловинах.

12.8. ПРИЙМАННЯ ТА ЗБУДЖЕННЯ ПРУЖНИХ КОЛИВАНЬ

Збудження пружних коливань у сейсмічній розвідці здійснюється за допомогою вибухів або спеціальних вибухових джерел. Вибухи можуть виконуватися у спеціальних вибухових свердловинах, шурфах, на поверхні землі або в повітрі. В усіх перелічених випадках застосовується електричний спосіб ініціювання вибухів. Найчастіше в сейсмічній розвідці застосовуються вибухи у свердловинах. У цьому випадку максимального сейсмічного ефекту досягають шляхом опускання заряду нижче підшови зони малих швидкостей, а також при вибухах у пластичних та обводнених ґрунтах і при ущільненні зарядів у свердловині найчастіше водою або буровим розчином, ґрунтом чи снігом. Оптимальні умови вибуху обираються здебільшого за результатами дослідних робіт.

Використовуються як поодинокі заряди максимальної маси, так і групові заряди в декількох свердловинах. При групових зарядах відстань між свердловинами в групі становить 10–15 м, свердловини розташовуються в 1–2 ряди вздовж лінії профілю.

При невибуховому способі збудження пружних коливань використовуються лінійні або площинні групи джерел, які працюють синхронно. Робота з невибуховими джерелами вимагає дотримання ідентичності основних параметрів режиму їхньої роботи з метою забезпечення високої точності синхронізації – до 0,002 с.

Збудження пружних коливань в умовах досліджень на акваторіях здійснюється із застосуванням пневматичних джерел (англ. *airgun*) або їхніх груп.

При збудженні пружних хвиль обов'язково фіксується момент вибуху з похибкою не більше за 0,001 с.

Приймання сейсмічних сигналів виконується за приєднання до кожного каналу групи сеймоприймачів. Кількість приладів у групі та конфігурація групи обираються на підставі аналізу хвильового поля завад, боротьбі з якими й послуговує групування сеймоприймачів.

Запитання для самоконтролю

1. Що в сейсморозвідці прийнято називати системою спостережень?
2. У чому різниця між 2D і 3D систем спостережень у сейсморозвідці?
3. У чому різниця між морськими та наземними 2D/3D системами спостережень?
4. Перерахуйте основні види систем спостережень у сейсморозвідці?
5. Які основні параметри систем спостережень і як вони обираються?
6. Що таке кратність спостережень у сейсморозвідці?
7. Що таке кратність спостережень у сейсморозвідці 3D?
8. Що таке бін, які фактори впливають на вибір його розміру?
9. Перерахуйте варіанти систем спостережень різної розмірності та компонентності.
10. У чому полягає різниця систем спостережень MBX і M3X?

Розділ 13 ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІ СИСТЕМИ

13.1. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ

Для придушення завад при поширенні хвиль великого практичного застосування отримали інтерференційні системи, що забезпечують спрямоване приймання корисних сигналів. Значення спрямованого приймання в радіолокації та акустиці загальновідоме. Не менш важливу роль відіграють інтерференційні системи при прийманні сейсмічних хвиль: у сейсмічній розвідці корисних копалин (зокрема при пошуку нафтогазових структур), у сейсмології при вивченні слабкої сейсмічності, а також при глибинному сейсмічному зондуванні. Методи інтерференційного прийому дозволяють уточнювати уявлення про окремі хвилі та з'ясовувати закономірності зміни характеристик хвиль при їхньому розповсюдженні.

Дослідження поширення хвиль у складних середовищах звичайно проводяться у сейсміці шляхом спостереження сигналів, що реєструються, як правило, уздовж прямої лінії (профілю) у вигляді неперервних функцій часу t . Сигнали, що приймаються, інтерпретуються з метою отримання інформації про об'єкт, що нас цікавить. Ця інформація звичайно пов'язана зі значеннями різноманітних параметрів, від яких залежить деякий сигнал з попередньо відомими характерними ознаками. Такий сигнал називається корисним.

За будь-якого експерименту одночасно з корисним сигналом реєструється безліч інших сигналів, зв'язок яких з досліджуваним об'єктом або практично відсутній, або залишається невідомим і тому не може бути використаний при інтерпретації. Сукупність подібних сигналів становить *заваду*, яка, діючи одночасно з корисним сигналом, ускладнює інтерпретацію.

Завдання приймання полягає в тому, щоб із загальної сукупності зареєстрованих коливань (корисний сигнал + завада) виокремити лише корисний сигнал і визначити та виміряти за цим сигналом параметри, що нас цікавлять (швидкість поширення хвиль, глибина відбивної або заломлювальної межі, згасання сейсмічних хвиль і т. д.).

Зазвичай при виокремленні корисного сигналу із загальної сукупності зареєстрованих коливань останній підлягає деякому перетворенню, яке може здійснюватись за допомогою або відповідних приймальних пристроїв, або обчислювальних машин.

Інтерференційні системи бувають *дискретними* і *неперервними*. У сейсмозвідці застосовується дискретна інтерференційна приймальна система, що являє собою сукупність приймальних елементів, які характеризуються заданою чутливістю і розташовані, як правило, уздовж профілів; коливання на виході цих елементів складаються разом, утворюючи на виході системи результуючий сигнал.

До числа інтерференційних систем, що застосовуються у сейсмозвідці, належать численні схеми групування приймачів і джерел сейсмічних коливань, змішувачі та швидкісні фільтри, регульоване спрямоване приймання, кореляційне приймання, різноманітні методи накопичення сигналів.

Вибір тієї чи іншої інтерференційної системи залежить від апріорних (тобто до проведення експерименту) даних, відомих інтерпретатору про корисний сигнал і про заваду.

Інтерференційні реєструвальні системи являють собою пристрої, в яких виконується складання (підсумовування) коливань, прийнятих сейсмоприймачами, установленими в різних точках спостережень. Між коливаннями, що збуджені в різних точках однією і тією ж хвилею, спостерігаються фазові зсуви, унаслідок чого при їхньому складанні інтенсивність сумарного коливання виявляється залежною від ряду факторів. До їхнього числа належать взаємне розташування і кількість точок спостереження (коливань, що підсумовуються), порівняльна інтенсивність коливань, що підсумовуються, позірний швидкість поширення хвилі вздовж поверхні чи лінії спостережень, спектральний склад коливань.

Існування залежності інтенсивності сумарного коливання від позірної швидкості, а отже, і від напрямку підходу хвилі до лінії спостережень, дозволяє за необхідності розділяти хвилі, що приходять у різних напрямках. Зміна відношення амплітуд коливань, що викликані хвилями, які приходять у різних напрямках, називається селекцією за ознаками спрямованості.

В інтерференційних системах може виконуватися складання коливань, що виникають або безпосередньо в сейсмоприймачах, або коливань, підсилених апаратурою. Оскільки інтерференційні системи є лінійними пристроями, результат їхньої дії не залежить від того, до яких точок сейсмічного каналу вони ввімкнуті. Під час виконання польових спостережень чи інших досліджень місце приєднання інтерференційних систем визначається виключно практичними міркуваннями. В інтерференційних системах процедура фільтрації полягає в підсумовуванні сейсмічних трас уздовж заданих ліній $\tau(x)$. Звичайно лінії підсумовування відповідають формі годографів корисних хвиль, що за своєю природою є переважно відбитими хвилями.

13.2. ГРУПУВАННЯ СЕЙСМОПРИЙМАЧІВ І ЗМІШУВАННЯ КОЛИВАНЬ. ГРУПУВАННЯ ДЖЕРЕЛ ЗБУДЖЕННЯ

Групування сейсмоприймачів – найбільш поширений вид підсумовування плоских хвиль у роботах МВХ–МЗХ. Полягає воно в тому, що на профілі встановлюють групу ($n \geq 2$) ідентичних сейсмоприймачів (СП), з'єднаних між собою так, щоб їхні електрорушійні сили або струми підсумовувались. Спосіб їхнього з'єднання може бути послідовним, паралельним або змішаним, але в оптимальному випадку повинен забезпечувати узгодження імпедансів групи та входу підсилювачів каналу. Чутливість усіх СП групи, як правило, однакова, тобто система є однорідною. Розрізняють *лінійні групи* (СП установлені вздовж ліній) та *площові* (СП розташовані по площині), серед лінійних груп залежно від їхньої орієнтації відносно напрямку профілю виділяють *поздовжні* та *поперечні групи*. Поперечні групи застосовують для придушення хвиль-завад, що підхо-

дять до профілю з бічних напрямків. Щодо ефекту поздовжнього групування фронти корисних відбитих хвиль підходять до поверхні спостереження під малими кутами, що забезпечує практично синфазне підсумовування коливань на виході групи. Водночас поверхневі хвилі-завади, що поширюються вздовж лінії профілю з малими позірними швидкостями, підходять до сусідніх СП групи з великими фазовими зсувами та при складанні взаємно послаблюються.

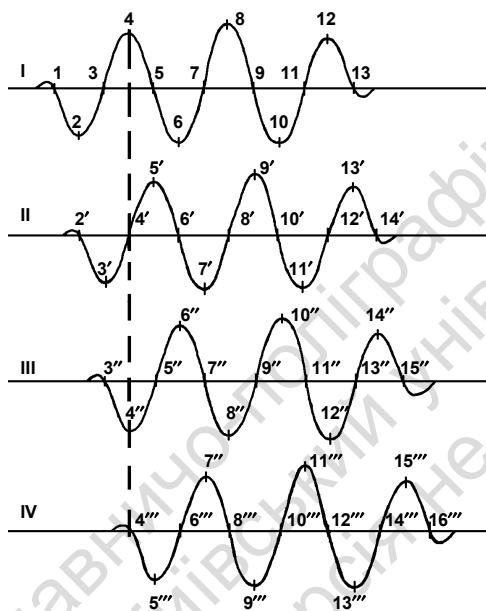


Рис. 13.1. Приклад поздовжнього групування сейсмоприймачів за таких умов $N = 4$, $\Delta x = 10$ м, $f = 15$ Гц, $v_{\text{зав}} = 600$ м/с, I–IV – прилади. Хвиля розповсюджується вздовж лінії профілю (у нашому випадку – зліва направо)

дходить одночасно, візьмемо суму коливань, збуджених цією хвилею і зареєстрованих на чотирьох приладах (рис. 13.1).

У лінійних групах, що застосовуються на практиці, кількість приладів N переважно дорівнює 4–30 і більше, відстані між приладами Δx становлять від 2 до 20 м.

Розглянемо приклад поздовжнього групування СП за таких умов: $N = 4$, $\Delta x = 10$ м, $f = 15$ Гц, $v_{\text{зав}} = 600$ м/с. Простий розрахунок показує, що зі співвідношення

$$\lambda = \frac{v}{f} \text{ довжина хвилі-завади дорівнює } 40 \text{ м.}$$

За $\Delta x = 10$ м зсув по фазі між сусідніми приладами дорівнюватиме $\frac{\Delta x}{\lambda} =$

$$0,25 \lambda \text{ або } \frac{\pi}{2}.$$

Беручи до уваги, що в однойменні точки (напр., 4, 4', 4'' та 4''') хвиля-завада приходить одночасно, візьмемо суму коливань, збуджених цією хвилею і зареєстрованих на чотирьох приладах (рис. 13.1).

Візьмемо точку 4. На I приладі реєструється максимальна амплітуда коливань, на II – одночасно з нею реєструється нульова амплітуда (точка 4'), на III – максимальна від'ємна амплітуда (точка 4''), на IV (точка 4''') – знову нульова амплітуда. Підсумовуючи всі коливання у точці 4, переконаємося, що загальна їхня сума або дорівнюватиме нулю, або буде близька до цього (у разі відмінності абсолютних величин амплітуд у точках 4 та 4''). Аналогічним чином відбуватиметься підсумовування у точках 5–13. Коливання у точках 2, 3, 14 і 15 підсумовуватимуться лише частково, оскільки в цьому випадку вони спостерігаються не на всіх приладах. Незважаючи на це, їхні суми за амплітудою будуть незрівнянно менші за амплітуди корисних відбитих хвиль, які, як відзначалося раніше, підсумовуються практично синфазно. За інших, але близьких до наведених у прикладі значень Δx , $v_{\text{зав}}$ та f , сумарні амплітуди хвиль-завад будуть дещо відрізнятися від нульових значень, але їхні величини будуть усе одно незрівнянно меншими, ніж у корисних хвиль.

Для послаблення випадкових завад застосовують статистичне групування. З цією метою прилади встановлюють перпендикулярно до лінії профілю. Це забезпечує синфазне підсумовування регулярних хвиль, що поширюються уздовж профілю. Статистичний ефект такого групування дорівнює \sqrt{N} .

Одним із засобів придушення регулярних і випадкових хвиль-завад є змішування коливань, що реєструються сусідніми каналами сеймостанції. Це здійснюється за допомогою змішувача. Механізм дії змішувача полягає у тому, що під час візуалізації будь-якої траси сейсмічного запису на гальванометр надходять коливання не лише з відповідного каналу магнітограми, але й із низки сусідніх каналів. Складання цих коливань відбувається в певних пропорціях (зважене підсумовування) без взаємних часових зсувів. До недоліків цього засобу належить проявлення на записах хвиль з нескінченними позірними швидкостями та сильне спотворення відбиттів від неглибоких і похилих меж.

При групуванні джерел коливання збуджують одночасно в декількох точках профілю. Хвилі, що виникають при цьому, поширюючись різними шляхами, надходять у точку спостере-

ження, де встановлено сеймоприймач. Для корисної хвилі, відбитої від глибокої межі, різниця у часі пробігу є незначною і тому ця хвиля підсумовується практично синфазно. Водночас хвиля-завада з невеликою позірною швидкістю надходить від різних джерел у точку приймання з фазовими зсувами коливань, які взаємно послаблюються.

Теоретично інтерференційну систему з однаковим ефектом можна застосувати як у вигляді групи СП, так і у вигляді групи джерел. На практиці між цими варіантами існує велика різниця через те, що групування джерел підготувати і виконати набагато складніше, ніж групування СП.

При одночасному виконанні групування приймачів і джерел результуюча характеристика спрямованості та загальний статистичний ефект дорівнює добутку відповідних функцій обох інтерференційних систем.

13.3. МЕТОД СПІЛЬНОЇ СЕРЕДИННОЇ ТОЧКИ

Цей метод є модифікацією методу відбитих хвиль. Специфічні особливості методу ССТ визначаються властивостями спрямованості систем спостереження та статистичним ефектом підсумовування записів. Його основою є системи багатократних перекриттів, групування сейсмічних трас у сейсмограми ССТ за принципом їхньої належності до спільної середньої точки (середині відстані джерело-приймач) і введення кінематичних і статичних поправок, наступне підсумовування сигналів однойменної відбитої хвилі, зареєстрованої на даній сейсмограмі ССТ. Принциповими перевагами методу ССТ є такі: індивідуальність кожної сейсмограми ССТ, сформованої із трас сейсмограм спільного пункту збудження, що не повторюються в жодній іншій сейсмограмі ССТ; симетричність годографа ССТ відносно даної середньої точки та припустимість його гіперболічної апроксимації; надлишковість системи багатократних перекриттів. Перелічені властивості відіграють визначальну роль у послабленні регулярних (багатократних, обмінних) і нерегулярних хвиль-завад.

На рис. 13.2 наведено принципову схему спостережень за методом ССТ. Точки прийому 2, 3, 4, 5, 6 зсунуті відносно початку координат (середньої точки) на Δx , $2\Delta x$, $3\Delta x$, $4\Delta x$ та $5\Delta x$, а відповідні їм точки збудження II, III, IV, V та VI – на $-\Delta x$, $-2\Delta x$, $-3\Delta x$, $-4\Delta x$, $-5\Delta x$. У точці прийому 1 (центр системи – середня точка)

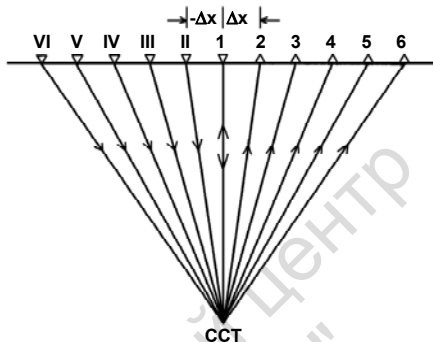


Рис. 13.2. Принципова схема спостережень за методом ССТ

джерело та приймач збігаються. Серія сейсмічних трас становить сейсмограму ССТ, а імпульси відбитих хвиль, прокорельовані на ній – годографи ССТ. У більшості випадків довжина бази спостереження (максимальна дистанція) становить 2,5–3 км.

За постійної швидкості в покривному середовищі рівняння поздовжнього годографа ССТ має вигляд

$$t(x) = \frac{1}{v} \sqrt{4h_0^2 + x^2 \cos^2 \varphi}, \quad (13.1)$$

де φ – кут нахилу відбивної межі.

Для забезпечення підсумовування коливань, представлених годографами ССТ, без фазових зсувів між окремими каналами, слід ввести кінематичні поправки до записів. Це трансформує годограф ССТ у лінію $t_0 = \text{const}$. Кінематична поправка за нормальне прирощення часу між каналами сейсмограм ССТ дорівнює

$$\tau_n(t_0, x) = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{v^2}} - t_0. \quad (13.2)$$

Після введення цієї поправки, а також статичної поправки (за зону малих швидкостей, за глибину занурення заряду та за фазу) сейсмічний запис підсумовується, що, як уже зазначалося, трансформує вісь синфазності однократно відбитої хвилі в лінію $t_0 = \text{const}$. При цьому осі синфазності регулярних хвиль-завад,

кінематика (v, t) яких відмінна від кінематики однократно відбитих хвиль, не зовсім спрямляються, набуваючи форми кривої другого порядку. У процесі підсумовування трас, до яких введено кінематичні поправки, однократно відбиті хвилі складаються у фазі, тому результируючі коливання за формою точно відповідають висхідній хвилі. Водночас регулярні хвилі-завади (перш за все багатократні) складаються з фазовими зсувами між окремими трасами, що спричиняє їхнє відносне послаблення. Інформація про кінематичні особливості хвилі-завади дозволяє попередньо розрахувати параметри системи спостережень, за яких у процесі обробки можна максимально послабити заваду.

З огляду на все зазначене вище метод ССТ розглядається як ефективний засіб боротьби з високошвидкісними хвилями-завадами, до яких належать кратні відбиття. Основним результатом підсумовування записів ССТ є динамічний часовий розріз уздовж сейсмічного профілю. Він являє собою послідовність трас, кожна з яких є результатом криволінійного підсумовування сейсмограми ССТ, що належить до відповідного пікету профілю. Крок (Δx) пікетів ССТ $\Delta x_{\text{СТ}}$ удвічі менший за відстань Δx між каналами польової розстановки. Завдяки дії потужної інтерференційної системи на часовому розрізі ССТ регулярні та випадкові хвилі-завади виявляються значно придушеними, що відкриває можливість для кращого простежування на розрізі відбивних горизонтів.

Запитання для самоконтролю

1. У чому полягає суть методу спільної серединної (глибинної) точки?
2. Поясніть процес формування сейсмограм?
3. Який параметр систем спостережень визначає крок середніх точок?
4. На що та як впливає групування сейсмоприймачів?
5. Намалюйте лінійну п'ятикратну систему спостережень із фланговою розстановкою.
6. Перерахуйте корисні ефекти, які створюють групуванням вибухових джерел пружних хвиль.
7. Перерахуйте корисні ефекти групування сейсмоприймачів.

ОСНОВИ ОБРОБКИ ТА ІНТЕРПРЕТАЦІЇ СЕЙСМОРОЗВІДУВАЛЬНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

У попередніх розділах було розглянуто особливості хвильових полів, що виникають на сейсмічних межах, або в градієнтному середовищі. Із цією метою вивчалися та аналізувалися годографи відбитих, заломлених, рефрагованих, заломлено-рефрагованих і дифрагованих хвиль, пов'язаних з тими чи іншими об'єктами геологічного середовища. Усе це становило зміст прямої задачі теорії сейсморозвідки, яка полягає в тому, щоб за наперед заданими особливостями будови геологічного середовища (переважно це сейсмічні межі) і пружними властивостями (швидкостями) неоднорідностей (шарів) чисельно розрахувати хвильове поле прийнятої сейсмічної моделі середовища.

Тепер же наше завдання має зовсім інше, точніше, протилежне спрямування – за спостереженим хвильовим полем визначити будову геологічного середовища. У цьому полягає зміст зворотної задачі теорії сейсморозвідки.

14.1. ПРЯМА І ЗВОРОТНА ЗАДАЧІ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

При інтерпретації сейсмічних даних необхідно розв'язати два типи задач:

1) *пряма задача* – задано джерело фізичного поля та характеристики середовища, які визначають взаємодію цього середовища і поля; треба визначити поле;

2) *зворотна задача* – задано поле поза середовищем чи в деякій його частині; треба визначити характеристики середовища.

На сьогоднішній день теорія і методика вирішення прямих задач розроблена незрівнянно краще, ніж зворотних.

У сейсморозвідці розрізняють *зворотну кінематичну* та *зворотну динамічну* задачі.

Кінематичні методи інтерпретації сейсмічних спостережень базуються на вирішенні зворотних кінематичних задач про визначення швидкісної будови геологічних середовищ за годографами хвиль, отриманих від спостережень. У наукових працях Г. О. Гамбурцева, Ю. В. Різниченка, І. С. Берзон, М. М. Пузирьова та інших створено методи інтерпретації годографів відбитих і заломлених хвиль у шарувато-однорідних і в деяких шарувато-неоднорідних середовищах, які моделюють шарувату структуру осадових порід.

Слід зазначити, що до складно побудованої кристалічної частини земної кори шарувата модель не може бути застосована. У цьому випадку великого значення набуває питання розробки методів інтерпретації годографів рефрагованих хвиль у суттєво неоднорідних середовищах.

При вирішенні зворотної динамічної задачі виконують додаткову оцінку таких параметрів середовища, як акустичні жорсткості (ρv) та коефіцієнти поглинання пружних коливань у гірських породах. Динамічна інтерпретація базується на кількісному аналізі інтенсивності та форми корисних хвиль поряд із часом їхнього приходу.

В умовах складного геологічного середовища зворотна задача теорії сейсморозвідки в математичному відношенні не вирішується однозначно, тобто є некоректною. З метою усунення неоднозначності рішення використовують додаткову інформацію, що ґрунтується на фізичному та геологічному тлумаченні суто математичних результатів. Рішення задачі є стійким, якщо її результати мало змінюються за умови невеликих варіацій вихідних даних.

Вирішення зворотної задачі побудовано на основі ефективної сейсмогеологічної моделі. Вона являє собою спрощене зображення реального розрізу, для якого теоретично розраховане поле пружних хвиль задовільно узгоджується зі спостереженнями. Вибір моделі залежить від геологічної задачі, методу сейсмічної

розвідки, особливостей сейсмогеологічного розрізу та відомих шляхів вирішення зворотної задачі за даних умов.

Найважливішим елементом моделі середовища є пласт (шар). Він являє собою геологічне тіло (інтервал розрізу), обмежене згори та знизу гладкими поверхнями і характеризується достатньо простим законом зміни сейсмічної швидкості в його межах. Частіше за все приймають, що межі пласта є плоскими і пластова швидкість є постійною.

Найпростіший метод вирішення зворотної задачі (пошуку значень параметрів моделі, які задовольняють деякій множині спостережених даних) – це *метод спроб і помилок* (англ. *trial and error method*). *Метод Монте-Карло* – це не що інше, як метод спроб і помилок, який виконується електронно-обчислювальною машиною. Машинна програма включає процедуру розрахунку теоретичного масиву даних за наперед заданими значеннями параметрів моделі середовища. Далі теоретичні дані порівнюються з експериментальними і якщо при цьому задовольняється деякий критерій схожості, модель вважається прийнятною.

У сейсморозвідці на сьогодні розроблено загальну схему вирішення зворотних задач (рис. 14.1), якою широко користуються у процесі обробки та інтерпретації сейсморозвідувальних даних.

Вихідними даними схеми є задача, апріорна інформація та експериментальний матеріал. Задача являє собою точне і чітке формулювання завдань, поставлених перед експериментальними роботами. Апріорна інформація включає у себе попередньо зібрані дані про геологічну будову, сейсмогеологічні умови, особливості хвильової картини, досвід вирішення подібної задачі у схожих умовах. Як правило, задача та апріорна інформація становлять основну частину проекту експериментальних (польових) досліджень. Від того, наскільки чітко і наближено до реальних умов і можливостей сформульовано завдання та повно й вичерпно зібрано апріорну інформацію, значною мірою залежить успіх вирішення зворотної задачі.

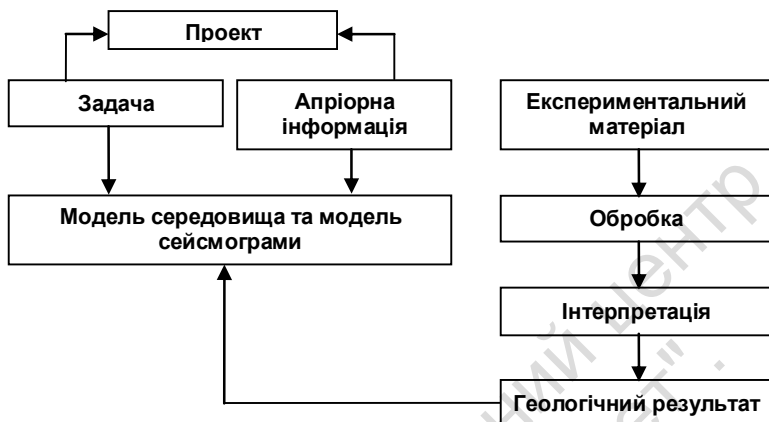


Рис. 14.1. Загальна схема вирішення зворотних задач

Полюві сейсмограми становлять експериментальний матеріал, що є фактичною основою досліджень і об'єктом подальшої обробки та інтерпретації.

Виходячи із задачі та на основі аналізу апріорних даних обирають прийнятні моделі середовища і сейсмограми. Для регіонів з потужною товщею осадових відкладів найбільш придатною є модель багат шарового середовища зі стрибкоподібною зміною швидкостей на межах шарів і з постійною швидкістю в межах окремих шарів. Цій моделі найкраще відповідає модель сейсмограми з великою кількістю осей синфазності відбитих чи головних хвиль, пов'язаних з такою ж кількістю сейсмічних меж. За такої моделі середовища зростає імовірність реєстрації великої кількості кратних хвиль. Це веде до необхідності передбачити застосування інтерференційних систем (групування сейсмоприймачів, підсумовування сейсмічних трас за методами спільної глибинної точки) з метою усунення кратних та інших хвиль-завад.

Вирішуючи зворотну задачу, виокремлюють стадії обробки та інтерпретації. Обробка полягає в перетворенні даних, що полегшує отримання корисної інформації. Під інтерпретацією розуміють фізико-геологічне тлумачення результатів обробки. Як правило, це сейсмогеологічні розрізи, схеми рельєфу основних сейсмічних горизонтів, швидкісні колонки та ін.

У зв'язку з тим, що здебільшого зворотні задачі вирішуються в умовах недостатньої апріорної інформації, процес їхнього розв'язання поділяється на низку етапів, тобто є багатоетапним. До цього ще додається обчислювальна складність. Шляхом послідовних наближень (ітерацій) поетапно уточнюються якісні та кількісні характеристики модельної основи.

З іншого боку, через обчислювальну складність при створенні технологічних схем, придатних для обробки масових польових матеріалів, виконавці змушені поділяти процес вирішення зворотної задачі на низку пов'язаних між собою послідовних етапів.

Слід зазначити, що між процесами обробки та інтерпретації існує принципова відмінність. Вона полягає в тому, що всі операції при обробці можуть бути цілком формалізовані, тоді як інтерпретацію поки що не вдається достатньою мірою формалізувати.

Для полегшення та прискорення обробки, як правило, може бути створений алгоритм, тобто послідовність обчислювальних і логічних операцій, метою яких є однозначне перетворення вихідних даних в інформацію бажаного вигляду.

Процес інтерпретації є значно складнішим і неоднозначнішим. Аналізуючи сейсмічні матеріали, автор зіставляє їх з геологічними даними, з результатами подібних досліджень в інших регіонах і знаходить, як йому здається, єдино правильне геолого-геофізичне тлумачення отриманих матеріалів. Цей процес є творчим і його дуже важко формалізувати.

14.2. СТРУКТУРА ОБРОБКИ ПОЛьОВИХ СЕЙСМІЧНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Основним результатом кінематичної інтерпретації сейсмічних хвильових полів є *сейсмогеологічний розріз*, що являє собою зображення сейсмічних меж, глибинних розломів, ізоліній швидкостей, областей підвищеної та пониженої шаруватості та ін. Щоб побудувати сейсмічну межу, треба знати час приходу відповідної хвилі в точки спостереження та швидкості її поширення у гірських породах. Дані про швидкості отримують як з апріорних даних, так і з експериментальних матеріалів, тобто з годо-

графів або, що те ж саме, із часу приходу корисних хвиль. Таким чином, основним завданням усієї обробки є отримання точної інформації про час (t) приходу корисних хвиль. Це завдання вирішується за допомогою кореляції хвиль, яка являє собою найважливіший етап кінематичної інтерпретації.

Кореляція – це процес виявлення, ототожнення та простеження регулярної хвилі на сукупності сейсмічних трас. Ці траси можуть бути або вихідними, або перетвореними сейсмічними записами (напр., сумарні траси, отримані в результаті обробки матеріалів методу ССТ). Як правило, поки що переважає візуальна кореляція хвиль, яку виконує інтерпретатор.

Дуже часто кореляція корисних хвиль ускладнюється впливом різноманітних хвиль-завад. Це змушує з метою збільшення відношення *сигнал-завада* застосовувати фільтрацію сейсмічних коливань. Фільтрація покликана забезпечити надійну кореляцію корисних хвиль.

Послідовно здійснюючи фільтрацію та кореляцію, отримують важливу інформацію про час приходу корисних хвиль.

Звичайно, фільтрацію можна застосувати лише за умови, коли хвилі-завади мають характеристики, відмінні від корисних хвиль. У випадку відмінностей спектрального складу позитивний результат можна отримати, застосувавши одноканальну частотну фільтрацію. Але можливості фільтрації значно зростають, якщо завади відрізняються від корисних коливань за кінематичними параметрами (позірними швидкостями). У цьому випадку застосовують просторово-часову фільтрацію.

Широко застосовують також інтерференційні системи, що належать до класу багатоканальних фільтрів. Із них до найбільш поширених належать групування джерел і сейсмоприймачів, підсумовування за методом ССТ, регульоване спрямоване приймання, багатоканальна оптимальна фільтрація, дифракційне перетворення та ін.

Важливою складовою частиною обробки є введення статичних поправок. Ці поправки вводять для усунення спотворень часу приходу хвиль за рахунок неоднорідностей верхньої частини розрізу. Для кожної точки спостереження поправка є пос-

тійні (статичні), тобто не залежать від часу і є однаковими для усіх монотипних хвиль.

Кінематичні поправки вводять при обробці даних МВХ. Їхня необхідність полягає в усуненні різниці в часах приходу корисних відбитих хвиль, спричиненої неоднаковою відстанню пунктів спостереження від джерела. Після введення кінематичних поправок криволінійний годограф хвилі, відбитої від плоскої межі, перетворюється в прямолінійний годограф нормальних часів – лінію $t_0(x)$. Зображення ліній $t_0(x)$ однократних відбитків утворює *кінематичний часовий розріз* уздовж сейсмічного профілю. В умовах пологих сейсмічних меж і за відсутності різких змін пластових швидкостей часовий розріз є достатньою мірою подібним до глибинного розрізу та придатним до геологічної інтерпретації сейсмічних даних.

Годографи корисних хвиль використовують для визначення сейсмічних швидкостей – обчислюють ефективну швидкість або оцінюють швидкості у покривній товщі для створення спрощеної моделі середовища. Якщо відомі ефективні швидкості для низки сейсмічних меж, то можна розрахувати середньопластові швидкості в проміжних шарах (пластах). Це дає можливість за даними МВХ скласти швидкісний розріз уздовж одного чи системи профілів.

Завершує обробку побудова сейсмічних меж. Їх будують за окремими профілями чи за системою профілів. Відбивні та заломлювальні межі будують за відповідними годографами – вихідними чи перетвореними в лінії $t_0(x)$ з використанням променевих діаграм.

Результатом обробки є сейсмічні розрізи та карти, графіки *швидкість-глибина*, розрізи ефективних, середніх, пластових швидкостей, оцінки якості первинних записів, поверхневих і глибинних сейсмогеологічних умов, результати вивчення спектрального складу та поглинання корисних хвиль, коефіцієнта Пуассона та ін.

Процес обробки складається з послідовних операцій, які зветься початковою, первинною, оперативною та основною обробками.

Початкова обробка сейсмічних коливань здійснюється вже у процесі їхньої реєстрації, у польових умовах. Вона полягає у виокремленні однієї, наприклад вертикальної складової коли-

вань, застосуванні певної частотної фільтрації та інтерференційних реєструвальних систем, регулюванні амплітуд коливань.

Первинну та оперативну обробку виконують у польовому камеральному бюро, основну обробку – у стаціонарному камеральному бюро, де отримують кінцеві результати інтерпретації.

Первинна обробка полягає у документації сейсмічних записів, контролю їхньої якості та підготовці до інтерпретації. Це виконує оператор під час роботи на профілі. Якщо отримано магнітний запис, його візуалізують, тобто відтворюють шляхом перезапису (англ. *playback*) вихідну сейсмограму. На кожну сейсмограму надписують паспорт, тобто дані про пункт вибуху, розстановку, фільтрацію, підсилення, величину та глибину вибухового заряду. Як правило, на каналах надписують номери відповідних пікетів профілю.

Під час первинної обробки виявляють недоліки польових записів, до яких відносять такі:

- 1) неправильна позначка моменту вибуху;
- 2) зворотна полярність (протифазність) окремих каналів;
- 3) взаємні електричні впливи між каналами;
- 4) електричні завади (наведення), викликані переважно зовнішніми джерелами;
- 5) канали, що не працюють, та канали з низькою чутливістю;
- 6) нелінійні спотворення форми запису в роботі поблизу джерела збудження або за надто високих підсилень.

Сейсмограми, призначені для подальшої обробки, маркують, тобто підписують шкалу часу вздовж її країв.

У процесі оперативної обробки аналізують сейсмічні спостереження, контролюючи ефективність методики польових спостережень, попередньо оцінюють геологічні результати цих спостережень. Аналізу підлягають польові записи (магнітограми), матеріали вивчення верхньої частини розрізу, апріорні дані про сейсмічні швидкості.

Важливою складовою оперативної обробки є вибір інтерпретатором оптимальних параметрів перезапису (частота фільтрації, підсилення), що в кінцевому результаті забезпечує найкраще прослеження корисних хвиль. Часом виникає необхідність у двох-трьох перезаписах за різних значень частотних фільтрацій та підсилень.

Отримані сейсмограми надходять до інтерпретатора, який аналізує хвильову картину, вивчаючи її структуру за динамічними та кінематичними характеристиками (інтенсивність і області спостереження корисних хвиль, їхнє співвідношення із хвилями-завадами, позірні швидкості й т. ін.).

Виходячи з аналізу хвильової картини, інтерпретатор, за необхідності, формулює корективи до методики польових спостережень (напр., подовжити чи скоротити інтервали реєстрації корисних хвиль, звернути особливу увагу на виокремлення субвертикальних відбиттів біля джерела коливань – передбачити з цією метою реєстрацію за умови підвищеного підсилення апаратури та на подовженому часі).

Наступним важливим етапом оперативної обробки є кореляція корисних хвиль, за результатами якої в подальшому складають експериментальні годографи. Кореляція виконується як за окремими сейсмограмами, так і за сукупністю послідовних записів, отриманих, наприклад, за методом ССТ. Водночас інтерпретатор має оцінити ступінь надійності простежування корисних хвиль.

Годографи корисних хвиль являють собою основний експериментальний матеріал, за яким визначають сейсмічні швидкості. Отримані визначення далі узагальнюють, складаючи графіки і карти швидкостей та враховуючи при цьому апріорну інформацію. Графіки і карти використовують з метою попередньої побудови основних сейсмічних меж уздовж окремих профілів, що становить попередні сейсмічні розрізи.

Завершальним етапом обробки польових спостережень є *основна обробка*, завдання якої полягає в найбільш повному отриманні геологічної інформації із сейсмозвідувальних даних. Змістом основної обробки є: 1) застосування найбільш складних сучасних алгоритмів перетворення хвильової картини, визначення та аналізу розподілу швидкостей, побудови сейсмічних меж; 2) здійснення обробки шляхом послідовної зміни її графів, корекції моделей середовища і сейсмограм, що використовуються; 3) поглиблена геологічна інтерпретація усіх сейсмічних розрізів та інших результатів досліджень, що ґрунтується на всебічному вивченні матеріалів обробки при зіставленні їх з наявними апріорними даними.

За рівнем складності розрізняють стандартну та спеціальну обробку.

Стандартна обробка, якій завжди підлягає весь експериментальний сейсмічний матеріал, призначена для вирішення пошукової або розвідувальної задачі за умов середніх за складністю та загалом типових для району досліджень.

За наявності найбільш важливих і складних ділянок геологічного об'єкта застосовується *спеціальна обробка*. Її завдання – уточнити та якомога розширити сейсмічну і геолого-геофізичну інформацію про згадувані ділянки. Із цією метою використовуються найбільш точні алгоритми трансформації й аналізу хвильової картини. За наявної можливості збирають і аналізують результати попередніх, бажано детальних, геолого-геофізичних досліджень. Узагалі, спеціальна обробка має вибірковий характер у тому сенсі, що поглибленому аналізу підлягають матеріали найбільш важливих ділянок досліджень (глибинний розлом, контакт двох блоків, що розрізняються за сейсмогеологічними характеристиками, інтрузивний масив і контакти з породами, що його оточують і т. п.).

Заяпитання для самоконтролю

1. Що в теорії сейморозвідки називають оберненою задачею та за якими причинами неможливо її коректно вирішити?
2. У чому різниця між етапами обробки та інтерпретації сейсмічних матеріалів?
3. Поясніть суть інтерактивного та пакетного режимів обробки польових даних.
4. Які задачі розв'язуються у разі експрес-обробки, а які при основній обробці сейсмічних матеріалів?
5. Поясніть структуру обробки сейморозвідувальних матеріалів за методом ССТ і охарактеризуйте складові її елементи.
6. Які обчислювальні потужності використовуються для обробки сейморозвідувальних матеріалів?
7. Що прийнято називати графом обробки сейсмічних даних?
8. Назвіть основні види математичних операцій, які становлять основу цифрової обробки сейсмічних записів.

Розділ 15

УВЕДЕННЯ СТАТИЧНИХ І КІНЕМАТИЧНИХ ПОПРАВОК. КОРЕЛЯЦІЯ ХВИЛЬ І ПОБУДОВА ГОДОГРАФІВ

15.1. ВВЕДЕННЯ СТАТИЧНИХ ПОПРАВОК

Статичні поправки вводять з метою виключення впливу мінливої за потужністю та швидкісними характеристиками зони малих швидкостей. *Статична поправка* – це різниця між дійсним (спостереженим) часом реєстрації хвилі та часом її приходу, що припускається, за умови, що точки збудження та приймання коливань розташовані на лінії приведення. Поправка називається статичною через те, що для монотипних хвиль вона є однаковою за величиною на всіх часах різних хвиль даної траси.

Поправка $\Delta t_{\text{тр}}$ (тр – траса) складається із двох частин – $\Delta t_{\text{пв}}$ та $\Delta t_{\text{пн}}$

$$\Delta t_{\text{тр}} = \Delta t_{\text{пв}} + \Delta t_{\text{пн}}, \quad (15.1)$$

де $\Delta t_{\text{пв}}$ – статична поправка в пункті вибуху, $\Delta t_{\text{пн}}$ – статична поправка в пункті приймання.

Розглянемо спочатку поправку в пункті вибуху (рис. 15.1). Для цього треба взяти суму часу проходження хвилями відрізка $h_{\text{в}}$ і відрізка $h_{\text{р}} - h_{\text{в}}$, де $h_{\text{в}}$ – глибина занурення заряду, $h_{\text{р}} - h_{\text{в}}$ – товщина шару порід, розташованого між зарядом і лінією приведення.

За умов виконання робіт методом відбитих хвиль вибухи здійснюють нижче ЗМШ, реєструючи при цьому t_b – час проходження хвилею відрізка

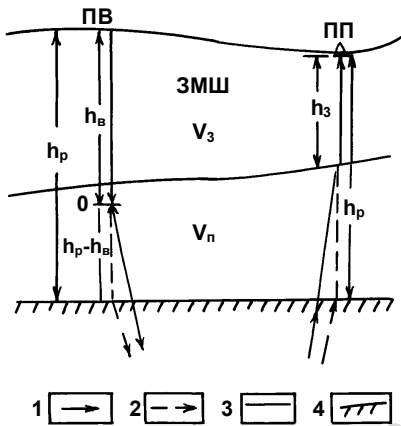


Рис. 15.1. До розрахунку статичних поправок:

1 – дійсні промені; 2 – розрахункові промені; 3 – підшова зони малої швидкості; 4 – лінія приведення.

ПВ – пункт вибуху; ПП – пункт приймання; О – точка вибуху, h_b – глибина точки вибуху, h_p – глибина лінії приведення, h_3 – товщина зони малої швидкості у пункті приймання, V_3 – середня швидкість у зоні малої швидкості, V_n – середня швидкість у породах, що залягають між підшовою зони малої швидкості та лінією приведення

приймання, $h_p - h_3$ – товщина шару порід між підшовою ЗМШ та лінією приведення. Виходячи із цих умов, час проходження хвилями відрізка h_3 дорівнюватиме $t = \frac{h_3}{V_3}$, час проходження

хвилею відрізка h_b – глибини занурення заряду. Час проходження хвилями відрізка $h_p - h_b$ (рис. 15.1) дорівнюватиме

$$t = \frac{h_p - h_b}{V_p}, \quad (15.2)$$

де v_n – середня швидкість у породах, що залягають між підшовою ЗМШ та лінією приведення.

Таким чином, статична поправка $\Delta t_{пв}$ у пункті вибуху дорівнюватиме

$$\Delta t_{пв} = t_b + \frac{h_p - h_3}{V_p}. \quad (15.3)$$

Аналогічним чином розраховується поправка в пункті приймання. Для цього слід узяти суму часу проходження хвилями відрізка h_3 та відрізка $h_p - h_3$, де h_3 – товщина ЗМШ у пункті

хвилями відрізка $h_p - h_3 - t = \frac{h_p - h_b}{V_p}$, повна поправка в пункті приймання буде

$$\Delta t_{\text{ПП}} = \frac{h_3}{V_3} + \frac{h_p - h_3}{V_p}. \quad (15.4)$$

Беручи до уваги, що будь-яку сейсмічну трасу одержано за певного положення джерела та приймача, приходимо до висновку, що повна статична поправка для траси $\Delta t_{\text{тр}}$ складається із суми статичних поправок у пункті вибуху (пункті збудження) ($\Delta t_{\text{ПВ}}$) та в пункті приймання $\Delta t_{\text{тр}} = \Delta t_{\text{ПВ}} + \Delta t_{\text{ПП}}$.

У випадку, коли точка вибуху розташована на лінії приведення, задача розрахунку статичних поправок значно спрощується. З рис. 15.2. видно, що в цьому разі $\Delta t_{\text{ПВ}}$ дорівнює нулю, а поправка розраховується за формулою

$$\Delta t_{\text{ПП}} = \frac{h_3}{V_3}. \quad (15.5)$$

Цієї поправки достатньо для того, щоб перемістити точки вибуху і приймання на лінію приведення. Подібні випадки на практиці спостерігаються у регіонах з неглибоким заляганням кристалічного фундаменту (докембрійські щити). У цих умовах розташовувати вибуховий заряд у товщі кристалічного фундаменту економічно недоцільно. Можливі й інші варіанти взаємного розташування точки вибуху, сильної сейсмічної межі та лінії приведення. Але в усіх цих випадках ідеологія розрахунку статичних поправок залишається постійною: від спостереженого часу приходу хвилі слід відняти час, який потрібен

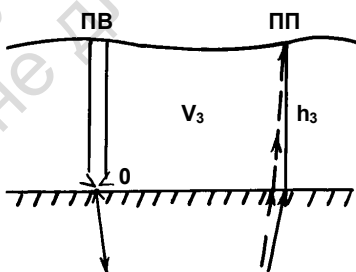


Рис. 15.2. До розрахунку статичних поправок – випадок, коли точка вибуху 0 розташована на лінії приведення (умовні позначення ті ж самі, що на рис. 15.1)

хвилі для проходження товщі порід, що залягають вище лінії приведення як у пункті вибуху, так і в пункті приймання.

Для розрахунку статичних поправок необхідно знати величину h_p , v_{II} , v_3 та h_3 .

З метою визначення h_p складають нівелювальний розріз уздовж лінії сейсмічного профілю. Різниця висотних позначок лінії нівелювання на деякій поверхні й лінії приведення дасть нам величину h_p .

Інші величини (v_{II} , v_3 та h_3) визначаються у результаті спеціальних досліджень, що полягають у вивченні будови ЗМШ.

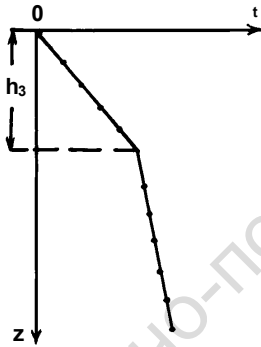


Рис. 15.3. Вертикальний годограф, спостережений з метою вивчення зони малої швидкості

Із цією метою до початку сейсмічних робіт виконують мікросейсмокаротаж (МСК) спеціальних свердловин. За вертикальним годографом (рис. 15.3) визначають швидкість у ЗМШ, якщо вона має одношарову будову, або швидкості у двох або більше шарах ЗМШ за іншої її будови. Визначають також потужність ЗМШ загалом чи потужність окремих її шарів. Маючи ці результати, обчислюють статичні поправки та визначають оптимальні глибини закладання вибухових зарядів.

Бажано мати щонайбільшу кількість спеціальних свердловин – це дозволяє вивчити ЗМШ з максимальною точністю. У проміжках між свердловинами параметри ЗМШ визначають шляхом лінійної інтерполяції.

За відсутності свердловин ЗМШ вивчають із застосуванням малоглибинної модифікації методу заломлених хвиль. У цьому випадку швидкість прямої хвилі, спостереженої поблизу джерела в перших вступях, вважають за швидкість v_3 у ЗМШ. Зі збільшенням відстані у перші вступі виходить хвиля, що заломилася на поверхні, яка є підшовою цієї зони. Маючи час t'_0 (відрізок, який відтинається на осі t продовженням годографа заломленої хвилі) (рис. 15.4), вираховують h_3 у такий спосіб:

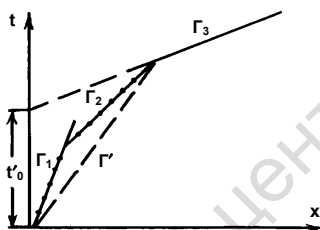


Рис. 15.4. Годографи, спостережені на денній поверхні з метою вивчення зони малої швидкості

$$t'_0 = \frac{2h_3 \cos i}{V_3}, \quad (15.6)$$

з рівняння (15.6) знаходимо

$$h_3 = \frac{t'_0 V_3}{2 \cos i}, \quad (15.7)$$

де $i = \arcsin \frac{V_3}{V_n}$.

Трапляються випадки, коли за двошарової ЗМШ у перших вступях на проміжку між прямою хвилею Γ_1 та заломленою хвилею від підшви зони Γ_3 спостерігається заломлена хвиля від другого шару Γ_2 (рис. 15.4). У цьому випадку середня швидкість у ЗМШ визначається як позірна швидкість допоміжного годографа Γ' (рис. 15.4).

Слід зауважити, що спеціальні роботи методом заломлених хвиль не відзначаються тією точністю, яку забезпечує мікросейсмокаротаж зони малих швидкостей. Особливо це стосується умов складної будови ЗМШ, коли тут спостерігаються значні коливання швидкостей, ускладнені наявністю екрануючих високошвидкісних прошарків. Тому при попередньому вивченні ЗМШ слід, наскільки це можливо, віддавати перевагу мікросейсмокаротажу.

15.2. ПОПРАВКА ЗА ФАЗУ

Досвід показує, що на сейсмічних записах далеко не завжди є можливість точно реєструвати дійсні часи вступу потрібних нам (корисних) хвиль. Із цієї ситуації знайдено дуже простий та ефективний вихід – часи вступу хвиль простежують за однією із наступних фаз коливань. Після цього, щоб повернутися до справжнього часу приходу хвилі, вводять поправку (з від'ємним знаком), яка являє собою різницю у часі між однією з наступних фаз і вступами цієї ж хвилі. Ця різниця має назву – *поправка за фазу* Δt_{ϕ} . Беручи до уваги, що для регулярної хвилі годографи всіх її фаз паралельні між собою, величину Δt_{ϕ} вважають постійною для певної фази. Необхідно зазначити, щоб уникнути помилок, для обчислення Δt_{ϕ} слід обрати такі траси запису, на яких досить упевнено можуть бути ідентифіковані перші вступу корисної хвилі.

За умов нехтування поправкою за фазу Δt_{ϕ} при побудові розрізу отримують завищені глибини сейсмічних меж при збереженні форми цих меж.

15.3. КОРЕКЦІЯ СТАТИЧНИХ ПОПРАВОК

Розглянуті статичні поправки обчислюються за даними вивчення ЗМШ і мають назву *розрахункові поправки*. Вони далеко не завжди повністю враховують часові зсуви, зумовлені приповерхневими неоднорідностями та похибками в оцінках параметрів верхньої частини розрізу.

Вихідним матеріалом для корекції статичних поправок при обробці даних методу відбитих хвиль є сейсмограми, до яких уже введено попередні статичні та кінематичні (про які йтиметься дещо пізніше) поправки. За умови, що поправки точні, осі синфазності відбиттів повинні мати або правильну гіперболічну форму (поблизу джерела збудження), або бути майже прямолінійними (удалені від джерела). Локальні відхилення часу корисної хвилі від апроксимуючої гіперболи чи прямої лінії за відсутності інтерференційних явищ являють собою за-

лишкові статичні зсуви, які слід ліквідувати. Слід підкреслити, що на відміну від інтерференційних спотворень форми запису, статичні зсуви мають бути однаковими для усіх відбиттів, що реєструються на даній трасі.

Одним із найпоширеніших методів корекції статичних поправок є їхня ручна корекція. Для її виконання має обов'язково виконуватися умова, за якої на сейсмограмах реєструються протяжні й неперервні осі синфазності корисних хвиль. Як правило, ці осі характеризують опорні відбиття, що реєструються у початковій частині запису.

Простежуючи осі синфазності декількох корисних хвиль, інтерпретатор оцінює їхнє відхилення від усереднювальних ліній (гіпербола чи пряма) і складає таблицю, де фіксує статичні зсуви для усіх каналів, де вони спостерігаються. Середнє арифметичне значення усіх оцінок, отриманих за різними хвилями, становить статичну поправку для кожної траси.

Переваги ручної корекції полягають в її універсальності та наочності – усі матеріали є перед очима інтерпретатора, що полегшує контроль за точністю ручної корекції. Недоліки – залежність від наявності на сейсмограмах протяжних і неперервних відбиттів, а також велика трудомісткість.

15.4. РОЗРАХУНОК І ВВЕДЕННЯ КІНЕМАТИЧНИХ ПОПРАВОК

Кінематична поправка $\Delta\tau(x)$ являє собою різницю часу відбитої хвилі $t(x)$ у точці спостереження з координатою x і часом відбиття $t_0\left(\frac{x}{2}\right)$ від тієї ж межі вздовж нормального падіння променя в точці $x/2$ (рис. 15.5)

$$\Delta\tau(x) = t(x) - t_0\left(\frac{x}{2}\right). \quad (15.8)$$

З урахуванням кінематичної поправки годограф відбитої хвилі трансформується у пряму лінію t_0 , тобто в годограф нормальних часів приходу хвилі:

$$t_0\left(\frac{x}{2}\right) = t(x) - \Delta\tau(x). \quad (15.9)$$

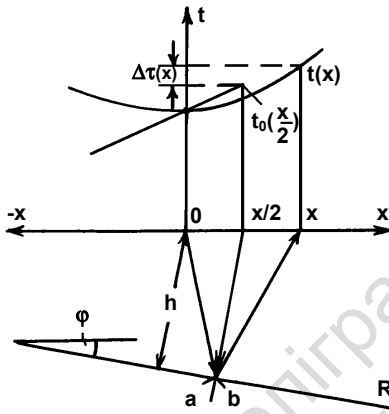


Рис. 15.5. Визначення кінематичної поправки

Слід відмітити, що за похилої межі точка відбиття a зміщена в бік її підняття відносно точки нормального відбиття b , яка відповідає точці профілю з координатою $x/2$. Для пологих відбивних меж це розходження є відносно невеликим і ним можна знехтувати без помітної похибки в побудові сейсмічних розрізів.

Кінематичні поправки вводять з такою метою:

1) годографи хвиль криволінійної форми, відбитих від плоских ділянок меж, перетворюються у відрізки прямих ліній, сукупність яких являє собою *часовий розріз*, який дає якісне (наочне) уявлення про структуру сейсмічних меж;

2) спрямлення годографів полегшує їхнє подальше синфазне підсумовування з метою виокремлення однократних відбиттів на тлі випадкових і регулярних хвиль-завад.

Кінематичні поправки можна точно розрахувати лише тоді, коли нам відомі всі швидкісні й структурні параметри геологічного середовища, необхідні для обчислення спрямлених годографів. За неповної апріорної інформації про кути нахилу сейсмічних меж, або за її відсутністю поправки розраховують, виходячи з моделі горизонтально-шаруватого середовища. Розраховані таким чином годографи (при $\varphi=0$) називають *нормальними*.

Кінематичні поправки для такого годографа, у якого $t_0\left(\frac{x}{2}\right) = t_0 = \text{const}$, обчислюють за формулою

$$\Delta\tau(x) = t(x) - t_0. \quad (15.10)$$

У найбільш простому варіанті покривну товщу вважають однорідною і характеризують середньою швидкістю \bar{v} . У цьому випадку нормальний годограф має гіперболічну форму, а кінематична поправка при $\varphi = 0$ дорівнює

$$\Delta\tau = \frac{1}{\bar{v}} \sqrt{4h^2 + x^2} - \frac{2h}{\bar{v}} = \sqrt{\frac{4h^2}{\bar{v}^2} + \frac{x^2}{\bar{v}^2}} - \frac{2h}{\bar{v}}. \quad (15.11)$$

Якщо у формулу (15.11) замість $\frac{2h}{\bar{v}}$ підставити величину t_0 , то одержимо

$$\Delta\tau = t_0 \sqrt{1 + \frac{x^2}{\bar{v}^2 t_0^2}} - t_0 = t_0 \left(\sqrt{1 + \frac{x^2}{\bar{v}^2 t_0^2}} - 1 \right). \quad (15.12)$$

Якщо довжина годографа замала порівняно з глибиною відбивної межі, то нормальна кінематична поправка обчислюється за наближеною формулою

$$\Delta\tau \approx \frac{x^2}{2t_0\bar{v}^2}. \quad (15.13)$$

Як правило, величина \bar{v} зростає з глибиною. Тому кінематична поправка для постійного (фіксованого) значення x зменшується зі збільшенням t_0 .

У випадку, коли відомий кут нахилу відбивної межі φ , кінематичну поправку обчислюють за наближеною формулою

$$\Delta\tau_\varphi(x) \approx \frac{x^2 \cos^2 \varphi}{2t_0\bar{v}^2}. \quad (15.14)$$

Для годографа ССТ у випадку однорідної покривної товщі зі швидкістю \bar{v} точна формула кінематичної поправки має такий вигляд:

$$\Delta \tau = t_0 \left(\sqrt{1 + \frac{x^2}{\bar{v}_{\text{ССТ}}^2 t_0^2}} - 1 \right). \quad (15.15)$$

Наближена формула кінематичної поправки для годографа ССТ за тих же умов має вигляд

$$\Delta \tau(x) \approx \frac{x^2}{2t_0 \bar{v}_{\text{ССТ}}^2}, \quad (15.16)$$

де $t_0 = \frac{2h_{\text{ССТ}}}{\bar{v}_{\text{ССТ}}}$, $\bar{v}_{\text{ССТ}} = \frac{\bar{v}}{\cos \varphi}$.

Із уведенням кінематичної поправки в сейсмічну трасу $y_x(t)$ часи всіх її відліків зменшуються на відповідні величини $\Delta \tau_x(t)$.

15.5. КОРЕКЦІЯ КІНЕМАТИЧНИХ ПОПРАВОК

Кінематична поправка для годографа ССТ за фіксованого значення t_0 визначається фіктивним швидкісним параметром. Виходячи із цього, *корекція кінематичних поправок* являє собою процедуру вибору оптимальних значень $v_{\text{ССТ}}$. Критерієм цього вибору є синфазне підсумовування корисних хвиль за регульованого криволінійного підсумовування сейсмограм ССТ. Результатом цього підсумовування є *сумотраса*.

Відкориговані кінематичні поправки $\Delta \tau_k(t_0, x)$ визначають на основі різночасового аналізу сейсмограми/сумотраси ССТ за віялом гіпербол (парабол), які перетинаються на трасі з абсцисою $x = 0$. Цей аналіз полягає ось у чому.

Задають серію m значень $v_{\text{СГТ}}$ ($v_{\text{СГТ}_1}, v_{\text{СГТ}_2}, \dots, v_{\text{СГТ}_m}$), у межах яких є значення фіктивної швидкості $v_{\text{СГТ}}$ для відшукуваної хвилі. Для кожного значення $v_{\text{СГТ}}$ за формулою

$$t(x) = \sqrt{t_0 + \frac{x^2}{v_{\text{СГТ}}^2}}. \quad (15.17)$$

Розраховують годографи ССТ на базі, рівній базі спостереження (рис. 15.6, а). Кожен із цих годографів ССТ підсумовують

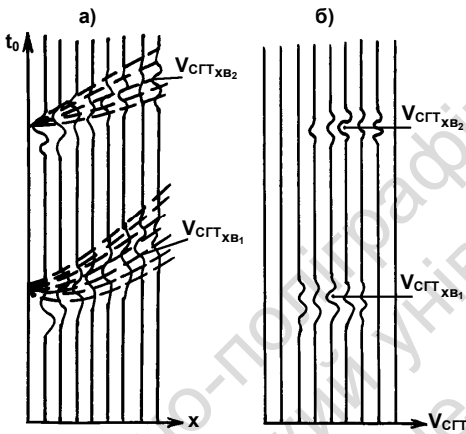


Рис. 15.6. Принцип різночасового гіперболічного аналізу сейсмограм ССТ: а – сейсмограма; б – сумосейсмограма; $v_{\text{СГТ}_{ХВ1}}, v_{\text{СГТ}_{ХВ2}}$ – швидкості, підібрані в результаті різночасового гіперболічного аналізу сейсмограм ССТ

із заданим значенням $v_{\text{СГТ}}$ і отримують сумотрасу. Серія, або набір таких сумотрас з різними значеннями $v_{\text{СГТ}}$ становить сумосейсмограму (рис. 15.6, б). У всіх випадках, коли $v_{\text{СГТ}_i} \neq v_{\text{СГТ}_{ХВ}}$, сигнали підсумовуються із фазовими зсувами, що перешкоджає утворенню на сумотрасі

максимальної амплітуди регулярної хвилі. Лише за $v_{\text{СГТ}_i} = v_{\text{СГТ}_{ХВ}}$ спостерігається синфазне підсумовування, у результаті чого на сумосейсмограмі регулярна хвиля простежується у вигляді розростання амплітуд з максимумом за $v_{\text{СГТ}_i} = v_{\text{СГТ}_{ХВ}}$ (рис. 15.6, б). Знаючи залежність $v_{\text{СГТ}_i}(t_0)$ для сумотраси, за часом t_0 центра розростання амплітуд знаходять величину $v_{\text{СГТ}_{ХВ}}$ регулярної хвилі, за якої для даної хвилі однозначно визначають кінематичні поправки.

Існує низка різновидів способу визначення скоригованих кінематичних поправок, але всі вони мають за основу різночасовий аналіз за віялом гіпербол (парабол).

15.6. ЗАГАЛЬНІ ПРИНЦИПИ КОРЕЛЯЦІЇ

Для розпізнавання та розрізнення за характерними особливостями записів хвиль різного типу на сейсмограмах і часових розрізах слід володіти головними критеріями виокремлення та простеження основних типів сейсмічних хвиль. До них належить кореляція сейсмічних хвиль, що являє собою процес виокремлення, розпізнавання та простежування сейсмічних хвиль у часі у в просторі на сейсмограмах і часових розрізах. Для реалізації цього процесу використовують низку певних динамічних і кінематичних ознак сейсмічних хвиль. Будь-яка сукупність коливань на сейсмограмі може бути віднесена до певної сейсмічної хвилі із чітко вираженими індивідуальними властивостями за одночасного виконання таких умов:

- на кожній трасі певна група коливань вирізняється у формі імпульсу тривалістю не менше 2–3 періодів, крім того, амплітуда виокремленої групи має бути помітно вищою за загальний рівень коливань;
- форма запису, до якої належать позірні періоди, співвідношення амплітуд сусідніх екстремумів і загальний вигляд рисунку запису повторюється на сусідніх трасах;
- часи реєстрації та позірні швидкості, що визначаються за першими найбільш чіткими фазами, поступово й закономірно змінюються від однієї траси до другої.

За сукупністю цих ознак на запису завжди є можливість виконати *хвильову кореляцію* – виокремити якусь конкретну сейсмічну хвилю. На рис. 15.7 проілюстровано приклад виокремлення відбитої хвилі за переліченими ознаками. Слідом за виокремленням і розпізнаванням на запису окремої сейсмічної хвилі в результаті здійснення *фазової кореляції* простежують цю хвилю в часі (за профілем). Фазову кореляцію (простежування у просторі) виконують, простежуючи один чи декілька найбільш чітких екстре-

мумів запису. Слід підкреслити, що основний екстремум має бути, по можливості, розташований якомога ближче до початку імпульсу. Головна ознака, за якої здійснюють *фазову кореляцію*, – це подібність форми хвилі на записах сусідніх трас. Таку властивість, як поступова зміна часу реєстрації та позірної швидкості вздовж профілю, теж береться до уваги. Лінія, яка з'єднує однакові фази однієї й тієї ж хвилі на різних трасах, називається *віссю синфазності*. Ця вісь являє собою годограф хвилі чи фазовий годограф, побудований у масштабі сейсмограми або часового розрізу. За якісної інтерпретації рисунка (форми) запису на основі принципів *сейсмічної стратиграфії* фазові особливості форми запису сейсмічних хвиль можуть мати самостійне значення.

У тих випадках, коли проведення фазової кореляції за різних причин є складною справою, або її здійснення недоцільне, застосовують *групову кореляцію*, згідно з якою хвильові пакети простежуються незалежно від їхньої внутрішньої структури.

Усі згадані вище види кореляції (хвильова, фазова та групова) можуть реалізовуватись у різноманітних просторових формах.

Позиційною кореляцію називають простежування хвилі, якої-небудь її фази або всього хвильового пакету від траси до траси на одній і тій самій сейсмограмі спільної точки збудження.

Транспозиційна кореляція – це простежування хвилі, якої-небудь її фази або всього хвильового пакету від однієї сейсмограми спільної точки збудження до іншої сейсмограми на основі *принципу взаємності*. Згідно з цим принципом часи приходу хвиль і форма запису у взаємних точках мають бути або однаково, або близькі між собою.

Процес кореляції ускладнюється в зонах, де одночасно простежується дві або більше сейсмічні хвилі. Це зони інтерференції (накладення) сейсмічних хвиль. Інтерференція може виникнути від накладення не менше двох регулярних хвиль і при взаємодії регулярних і випадкових хвиль. У зонах інтерференції звичайно відбувається ускладнення форми запису, поступове взаємне наближення та прилягання осей синфазності. Як правило, відбувається також зміна позірних швидкостей та амплітуд сейсмічних хвиль у бік їхнього зростання або зниження.

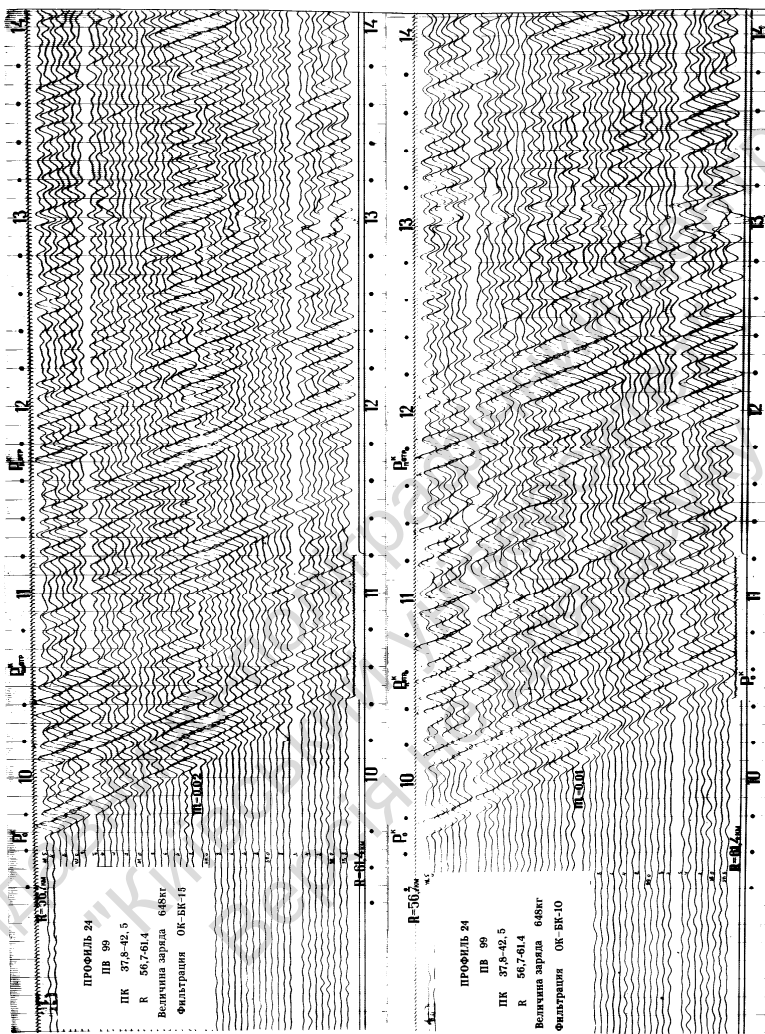


Рис. 15.7. Приклад виокремлення відбитої хвилі за сукупністю ознак та за допомогою фільтрації

За наявності скидів з великою амплітудою іноді спостерігається швидке послаблення коливань і поява схожих за формою коливань із часовим зсувом – як позитивним, так і негативним.

Залежно від характеру та потужності зони порушень осі синфазності, що простежуються в обидва боки від неї, можуть або накладатися одна на одну, або утворювати зони відсутності відбиттів. За умов кристалічних порід упевнено реєструються відбиття від шарувато-подібних зон тектонічного подрібнення, що супроводжують розривні порушення. В осадових породах відбиття від диз'юнктивних зон розривів реєструються менш упевнено на тлі звичайних відбиттів. Незважаючи на це, вони можуть бути виокремлені на сейсмограмах і часових розрізах і в подальшому використані з метою просторової побудови площин розривів.

До інтерференції та взагалі до значного ускладнення хвильового поля призводить наявність у геологічному розрізі різних латеральних неоднорідностей типу рифів і соляних куполів. Це реєструється у змінах інтенсивності відбиттів в областях розфокусування та інтервалу їхнього простежування, у різко неузгодженому заляганні відбивних меж, що іноді призводить до значного підняття порід, які оточують риф, в аномальній формі сейсмічного запису на часовому розрізі, у наявності вертикальних і горизонтальних аномальних градієнтів ефективних швидкостей. Наявність цієї сукупності ознак використовується для виявлення і картування зон латеральної неоднорідності та розривних порушень.

До факторів, які ускладнюють кореляцію, належать багатократні відбиття. Часом вони мають велику інтенсивність і впевнено простежуються на записах. Це може спричинити помилкове їхнє віднесення до стійких відбивних меж на великій глибині. У більшості випадків у результаті аналізу годографів і визначення ефективних швидкостей можна з'ясувати природу кратних хвиль і виключити їх із подальшої обробки та побудови сейсмічних розрізів. Слід підкреслити, що на часових розрізах ССТ багатократні відбиття значною мірою відсутні, що зазвичай полегшує кореляцію корисних хвиль.

Крім відбитих хвиль, про які йшлося, для структурних побудов широко використовують також заломлені хвилі. Коротко розглянемо особливості їхньої кореляції.

Найбільш чітко заломлені хвилі корелюються в області перших вступів. На відміну від годографів відбитих хвиль годографи різних заломлених хвиль у найпростішому випадку горизонтально шаруватого середовища перетинаються між собою, що часом ускладнює фазову кореляцію. У цьому зв'язку при простежуванні заломлених хвиль виникає необхідність уважного аналізу динамічних особливостей сейсмічних записів. Аналіз полягає, як правило, у виявленні зміни хвиль з використанням таких ознак, як зміна форми запису, швидка зміна амплітуди хвилі, зміна ступеня згасання з відстанню, зміна позірної швидкості.

До особливостей кореляції заломлених хвиль належать також залежність згасання заломлених хвиль з відстанню від потужності заломлювального шару. Це призводить до різного ступеня згасання різних хвиль, що добре видно, коли хвиля, яка швидко згасає, реєструється у перших вступках.

При спостереженнях у зонах тектонічних порушень або при виклинюванні заломлювальних шарів на записах часто спостерігаються дифраговані хвилі. Для них характерні такі особливі ознаки: 1) менша інтенсивність порівняно з іншими хвилями; 2) більш високий ступінь згасання; 3) гіперболічна форма осі синфазності. Дифраговані хвилі є одним з основних критеріїв виокремлення тектонічних порушень. Мінімум годографа дифрагованої хвилі у плані збігається з положенням такого порушення, точніше, з його проекцією на денну поверхню.

У процесі робіт за методом заломлених хвиль часто використовують наганяючі системи спостережень, що дозволяє зіставляти наганяючі записи, отримані на одній розстановці при вибухах у різних пунктах, розташованих з одного боку від неї. Слід підкреслити, що результат зіставлення наганяючих записів має *різний характер* для вертикально-шаруватих і горизонтально-шаруватих середовищ (рис. 15.8).

Якщо деяка особливість запису (напр., зміна позірної швидкості спостереженого годографа) виявляється стійкою, тобто не змінює свого положення на лінії спостереження при зміні положення джерела коливань, то ця особливість, імовірно, пов'язана з вертикальною межею (вертикальним контактом) між породами з різними швидкостями поширення сейсмічних хвиль (рис. 15.8, а).

Якщо ж при зміні положення джерела відповідно зміщується й хвильова картина (напр., зона інтерференції, пов'язана зі зміною хвиль у перших вступях), то це є ознакою зв'язку відповідних хвиль з горизонтальними межами (горизонтально-шарувате середовище) (рис. 15.8, б).

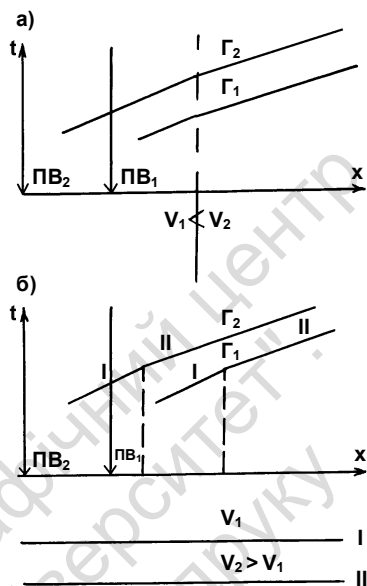


Рис. 15.8. Приклад зіставлення наганяючих записів для вертикально-шаруватих (а) і для горизонтально-шаруватих (б) середовищ

15.7. ПОБУДОВА ГОДОГРАФІВ

За осями синфазності регулярних хвиль складають годографи, за якими аналізують кінематичні характеристики цих хвиль. З метою подальшого обчислення ефективних швидкостей ($v_{\text{еф}}$) будують годографи відбитих хвиль. У методі заломлених хвиль годографи є важливим фактичним матеріалом для обробки та інтерпретації польових спостережень. Годографи, що побудовані за польовими сейсмограмами, мають назву – *спостережені годографи*. Після введення поправок у часи приходу хвиль спостережені годографи трансформуються у *виправлені годографи*.

Усереднені годографи отримують, якщо по точках годографа проводять плавну усереднювальну лінію. Іноді годографи, паралельно з побудовою їх у вигляді графіків, складають у *табличній* формі. Це дає змогу довше зберігати фактичний матеріал і неодноразово в подальшому будувати годографи у вигляді графіків, не звертаючись щоразу до польових сейсмограм.

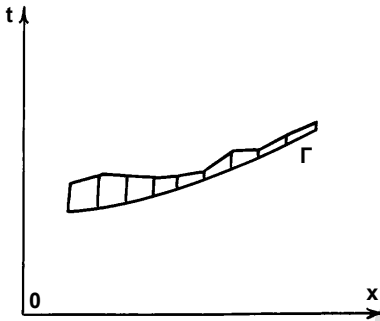


Рис. 15.9. Динамічний годограф

За необхідності зображення не лише кінематичних, а й динамічних особливостей хвиль, що досліджуються, складають динамічні годографи. Вони являють собою суміщені дані про кінематичні та динамічні особливості хвилі. Для складення такого годографа на його площині (x, t) відкладають значення амплітуд A (рис. 15.9).

Запитання для самоконтролю

1. Що таке статичні поправки?
2. Які допоміжні сейсмічні спостереження проводять у полі для вивчення будови ВЧР?
3. З якої причини доводиться коректувати статичні поправки?
4. Поясніть необхідність багаторазової корекції статичних поправок у процесі обробки складного сейсмічного матеріалу.
5. Дайте визначення кінематичної поправки і поясніть її введення у сейсмічний запис.
6. Чому та як введення кінематичних поправок спотворює форму імпульсів відбитих хвиль?
7. Поясніть необхідність багаторазової корекції кінематичних поправок у процесі обробки складного сейсмічного матеріалу.
8. За якими ознаками виділяють і простежують регулярні хвилі на сейсмограмах і динамічних розрізах?

Розділ 16 ВИВЧЕННЯ СЕЙСМІЧНИХ ШВИДКОСТЕЙ У ПОКРИВНІЙ ТОВЩІ

16.1. ШВИДКОСТІ В СЕЙСМОРОЗВІДЦІ

Поняття *швидкість* (англ. *velocity*) є поряд з такими поняттями, як годограф, сейсмічна хвиля, промінь, ізохрона та ін. одним з основних у сейсморозвідці. Розрізняють початкову, позірну граничну, середню та інші швидкості – усього більше десяти визначень цього поняття. Звичайно, їх слід чітко відрізняти один від одного для того, щоб правильно сприймати той чи інший матеріал у підручнику чи взагалі геофізичну літературу – звіти, статті, монографії і т. д. Із цією метою у даному розділі наведемо визначення різних видів швидкостей з деякими прикладами із практики.

1. *Початкова швидкість* (англ. *initial* або *surface velocity*) – це швидкість поширення сейсмічної хвилі поблизу денної поверхні. Позначається індексом v_0 . Цей термін вживається у таких випадках, коли ми маємо справу зі зміною (переважно зростанням) швидкості з глибиною – $v = f(z)$ (рис. 16.1).

Величина початкової швидкості змінюється у широких межах – 0,1–4,0 км/с у регіонах з потужним шаром осадових порід та 5,4–6,4 км/с (здебільшого 5,8–6,2 км/с) – на докембрійських щитах. Наприклад, на Українському щиті, за даними методу ГСЗ, середнє значення v_0 дорівнює 5,97 км/с.

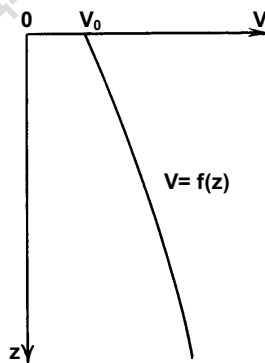


Рис. 16.1. Початкова швидкість – V_0 .

2. *Позірна швидкість* (англ. *apparent velocity*) – це швидкість поширення сейсмічної хвилі вздовж лінії спостереження, позначається індексом v^* . Визначається за формулою $v^* = \frac{\Delta x}{\Delta t}$,

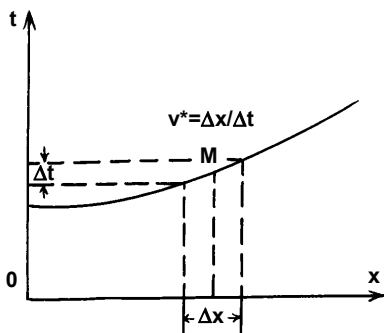


Рис. 16.2. Позірна швидкість v^* у точці M

де Δx та Δt , набуваючи мінімальних значень, прямують до нуля (рис. 16.2).

Для годографа відбитої хвилі в разі горизонтального залягання сейсмічної межі позірна швидкість $v^* = \infty$ у точці збудження ($x = 0$). Зі збільшенням відстані від точки збудження v^* поступово зменшується

та асимптотично наближається до найбільшої швидкості в покривному середовищі (у разі, якщо швидкість змінюється від шару до шару).

Для годографа головної хвилі в разі горизонтального залягання заломлювальної межі та постійної швидкості в покривному середовищі v^* дорівнює граничній швидкості, тобто швидкості поширення сейсмічної хвилі в напрямку вздовж заломлювальної межі.

Позірна швидкість чітко реагує на нахил сейсмічної межі (відбивної або заломлювальної) таким чином. У бік занурення межі позірна швидкість за своєю величиною менша від її величини за горизонтального залягання сейсмічної межі, у бік підняття межі – навпаки, більша. За великих кутів нахилу межі в бік її підняття величина позірної швидкості прямує до нескінченності (∞), у деяких випадках позірна швидкість може набувати від'ємних значень. Дійсно, з рис. 16.3 видно, що через великий кут нахилу елемента сейсмічної межі α шлях хвилі вздовж променя OBV' виявляється коротшим, ніж шлях хвилі вздовж променя OAA' , у результаті чого хвиля приходить у точку B' раніше, ніж у точку A' . Уздовж лінії спостереження це

явище реєструється у вигляді відрізка годографа $A''B''$, який характеризується від'ємною позірною швидкістю v^* (рис. 16.3).

Таким чином, наявність від'ємних значень позірної швидкості v^* годографів відбитих хвиль є ознакою існування сейсмічних меж або їхніх елементів з великими кутами нахилу. А це, у свою чергу, є однією з характерних ознак глибинних порушень різних рангів.

3. *Гранична швидкість* (англ. *boundary velocity*, v_b) – це швидкість поширення сейсмічної хвилі, що породжує головну хвилю, у напрямку вздовж заломлювальної межі. Позначається індексом v_r . Як уже відмічалось раніше, у разі горизонтального залягання заломлювальної межі та постійної швидкості в покривному середовищі гранична швидкість дорівнює позірній швидкості годографа головної хвилі.

Якщо величина граничної швидкості змінюється вздовж сейсмічної межі в горизонтальному напрямку, це означає, що змінюється речовинний склад гірських порід, які становлять цю межу.

4. *Середня швидкість* (англ. *average velocity*) $v_{\text{ср}}$ – швидкість у середовищі з плоскопаралельними горизонтальними межами, виміряна в напрямку променя, перпендикулярного до верстуватості. Це пов'язано з тим, що в реальних умовах у більшості випадків зміна швидкості по вертикалі є превалюючою у зв'язку з дією гірського тиску та із субгоризонтальним заляганням верств при утворенні морських чи річкових осадків. У випадку верстуватого середовища середня швидкість до глибини $H = \sum_{k=1}^n h_k$ вираховується як результат ділення

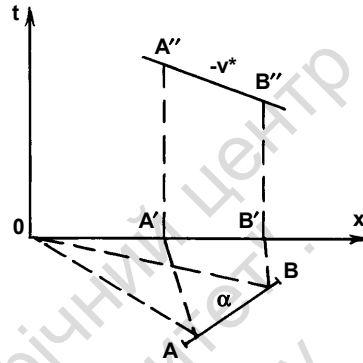


Рис. 16.3. Приклад від'ємного значення позірної швидкості v^*

H на час поширення хвилі вздовж вертикального променя

$$t_B = \sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k}, \text{ тобто}$$

$$v_{\text{сеп}} = \frac{H}{t_B} = \frac{\sum_{k=1}^n h_k}{\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k}}. \quad (16.1)$$

У випадку неперервного середовища $v = v(z)$ в (16.1) суми треба замінити на інтеграли в межах від 0 до H , v_k на $v(z)$ та h_k на dz .

5. *Інтервальна швидкість* (англ. *interval velocity*) обчислюється при сейсмічному каротажі за формулою

$$v_{\text{інт}}(r) = \frac{\Delta z}{\Delta t}, \quad (16.2)$$

де Δz – постійний інтервал (база спостереження), Δt – час пробігу хвилі вздовж стінки свердловини на цьому інтервалі Δz .

6. За достатньо малої бази Δz (акустичний каротаж), яка зазвичай не перевищує 1 м, інтервальна швидкість стає близькою до своєї теоретичної межі – істинної швидкості v , що визначається співвідношенням

$$v = \frac{\Delta z}{\Delta t}. \quad (16.3)$$

Таким чином, дані акустичного каротажу вважають за виміри істинної швидкості поширення сейсмічних хвиль у гірських породах.

7. *Ефективною* називається швидкість у покривній товщі, обчислена з урахуванням деяких припущень за годографами відбитих чи заломлених хвиль. Припущення такі: 1) середовище, що покриває сейсмічну межу, є однорідним; 2) сейсмічна межа має плоску форму; 3) лінія спостережень пряма. Найважливішим є перше припущення.

Ефективна швидкість позначається індексом $v_{\text{еф}}$. Для обчислення $v_{\text{еф}}$ використовують переважно відбиті хвилі.

За даними методу відбитих хвиль ефективні швидкості обчислюють двома різними способами: 1) розрахунком – з використанням годографів, отриманих унаслідок кореляції відбитих хвиль; 2) підбором – прямо по сейсмограмах з використанням регульованого криволінійного підсумовування трас. Для застосування першого способу необхідно попередньо виокремити осі синфазності відбитих хвиль, але цей процес важко алгоритмізувати. Другий спосіб потребує великого об'єму обчислень, але обчислювальні процедури без особливих ускладнень підлягають автоматизації. З огляду на це, другий спосіб на сьогоднішній день переважає у практиці сейсмозвідувальних робіт.

8. *Фазова швидкість* v_{ϕ} – це швидкість, з якою переміщуються в середовищі поверхні однакової фази, наприклад максимуми (рис. 16.4, а) чи мінімуми коливальних імпульсів, який містить набір різноманітних частот, фазову швидкість можна виміряти лише за умови строгого збереження форми імпульсу.

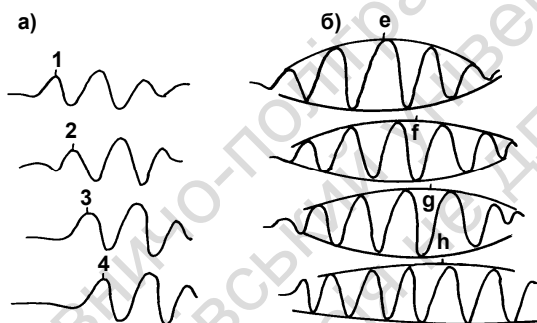


Рис. 16.4. До визначення фазової та групової швидкостей. Осі синфазності хвиль, за якими можна визначити:
а – фазову швидкість осі 1-2-3-4,
б – групову швидкість, вісь e-f-g-h

9. Якщо імпульс змінюється за рахунок того, що окремі спектральні складові поширюються з різними швидкостями (дисперсія хвиль), то додатково впроваджується поняття *групової швидкості* ($v_{гр}$), яка визначається як швидкість руху огинаючої хвильового пакету (рис. 16.4, б). Групова швидкість за своєю величиною часто буває менша за фазо-

швидкості руху огинаючої хвильового пакету (рис. 16.4, б). Групова швидкість за своєю величиною часто буває менша за фазо-

ву. Зв'язок між фазовою v_ϕ та груповою $v_{гр}$ швидкостями для будь-яких хвиль визначається залежністю

$$v_{гр} = v_\phi - \lambda \frac{dV_\phi}{d\lambda}, \quad (16.4)$$

де λ – довжина хвилі.

10. Як середня величина застосовується поняття *променевої швидкості* (англ. *ray velocity*). Променева швидкість визначається в принципі незалежно від виду функції $v(x, y, z)$, але накладається обмеження, що за заданого джерела до приймача надходить хвиля, яка зазнала лише заломлення під кутами, меншими за критичний. Променева швидкість вираховується у результаті ділення відстані між джерелом і приймачем на час поширення хвилі. З віддаленням від джерела навіть за постійної глибини відбивної межі променева швидкість у результаті квазіанізотропії середовища поступово зростає.

11. У методі спільної глибинної точки застосовується поняття *фіктивної швидкості* ССТ, яка визначається за формулою

$$v_{сгт} = \frac{v_{сеп}}{\cos \varphi}, \quad (16.5)$$

де φ – кут нахилу відбивної межі.

$v_{сгт}$ визначають за сейсмограмами ССТ при обробці даних багатократного сейсмічного профілювання. За малих кутів нахилу ($\varphi < 5-10^\circ$) величина $v_{сгт}$ перевищує значення $v_{еф}$ не більше ніж на 1–2%. У разі необхідності можна за формулою (16.5) перерахувати $v_{сгт}$ в $v_{еф}$ після попереднього визначення кута нахилу відбивної межі за часовим розрізом.

12. Якщо в деякій товщі середня швидкість є близькою до істинної швидкості переважною більшістю верств, що становлять цю товщу (шар), то цей шар вважають у середньому однорідним

і виокремлюють його як *сейсмічний шар*. Середня швидкість у ньому визначається за формулою

$$v_{\text{сер}} = \frac{h_{\Sigma}}{t_{\Sigma}} = \frac{\sum_{k=1}^n \delta h_k}{\sum_{k=1}^n \frac{\delta h_k}{v_k}} = \frac{\sum_{k=1}^n v_k \delta t_k}{\sum_{k=1}^n \delta t_k}, \quad (16.6)$$

де h_{Σ} – потужність усієї товщі; t_{Σ} – час пробігу хвилі від покритті до підошви. Обчислена таким чином швидкість має назву *шарова $v_{\text{ш}}$* , або швидкість у шарі.

Шарова швидкість може бути також визначена в процесі обробки даних сейсмічного каротажу за формулою

$$v_{\text{ш}} = \frac{\Delta z}{\Delta t}, \quad (16.7)$$

де Δz – потужність шару, Δt – час пробігу хвилі в шарі.

Одним з основних етапів вирішення зворотної задачі теорії сейсмозвідки є побудова сейсмічних меж. Для цього треба знати особливості розподілу сейсмічних швидкостей у товщі порід, що залягають вище сейсмічних меж, які нас цікавлять. Швидкості також характеризують речовинний склад, пористість, густину та ін. гірських порід, що становлять сейсмогеологічний розріз.

Інформацію про сейсмічні швидкості отримують двома шляхами: 1) вимірюванням у внутрішніх точках середовища (свердловинах, гірничих виробках) чи на відслоненнях і зразках; 2) непрямым визначенням за годографами хвиль, що реєструються на денній поверхні.

16.2. ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТЕЙ У СВЕРДЛОВИНАХ, ВИРОБКАХ, НА ЗРАЗКАХ

В умовах природного залягання сейсмічні швидкості вимірюють таким чином. Спочатку спостерігають пряму хвилю, що поширюється від джерела через середовище. Далі вимірюють час приходу фронту хвилі й, нарешті, поділивши шлях поширення хвилі на час її приходу, обчислюють середню швидкість поширення хвилі на базі спостереження. Слід звернути увагу на

таке застереження: якщо годограф прямої хвилі має вигляд опуклої кривої, то це означає, що ми спостерігаємо рефраговану хвилю. У цьому випадку обчислена нами швидкість буде завищена відносно дійсної (справжньої) швидкості прямої хвилі.

16.3. ОБРОБКА ДАНИХ СЕЙСМІЧНОГО ТА АКУСТИЧНОГО КАРОТАЖУ

Сейсмічний (інтегральний) каротаж полягає у вимірюванні часу пробігу прямої хвилі від джерела, розташованого на поверхні, до сейсмоприймачів, що розміщені у свердловині на різних глибинах. При цьому отримують вертикальний годограф, що являє собою залежність часу першого вступу сейсмічної хвилі від глибини. Якщо джерело розташовано біля свердловини, то спостерігають поздовжні *вертикальні годографи*, якщо джерело віднесено від свердловини на певну відстань, то спостерігають *непоздовжні вертикальні годографи*.

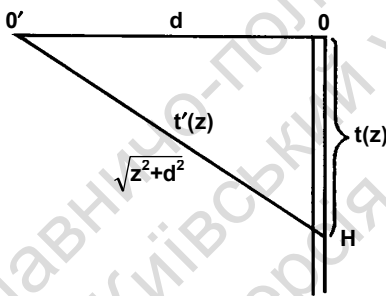


Рис. 16.5. До перерахування непоздовжнього годографа $t'(z)$ у поздовжній годограф $t(z)$

Для визначення справжніх і середніх швидкостей використовують поздовжні вертикальні годографи. Тому, якщо спостерігались лише непоздовжні годографи, їх слід перерахувати в поздовжні годографи. З цією метою часи непоздовжнього годографа $t'(z)$ за припущення, що середовище є однорідним, перераховують у часи поздовжнього годографа $t(z)$ (рис. 16.5).

Для цього можна скористатися формулою

$$t(z) = t'(z)z / \sqrt{z^2 + d^2}, \quad (16.8)$$

де z – глибина точки спостереження, d – відстань на поверхні між джерелом O' та свердловиною (O).

У випадку використання моделі шаруватого середовища за поздовжнім вертикальним годографом прямої хвилі розріз поділяють на низку відносно однорідних верств (рис. 16.6). Для цього годограф апроксимують ламаною лінією і для кожного виокремленого шару (прямі відрізки 1–4 на рис. 16.6) з постійною швидкістю $v_{пл}$ розраховують *пластову швидкість* за формулою

$$v_{пл} = \Delta z / \Delta t, \quad (16.9)$$

де Δz – товщина шару; Δt – час пробігу хвилі в шарі. З метою запобігання можливих помилок при поділі вертикального годографа слід межі сейсмічних верств при використанні даних геологічного розрізу свердловини просторово зіставляти зі стратиграфічними та літологічними межами.

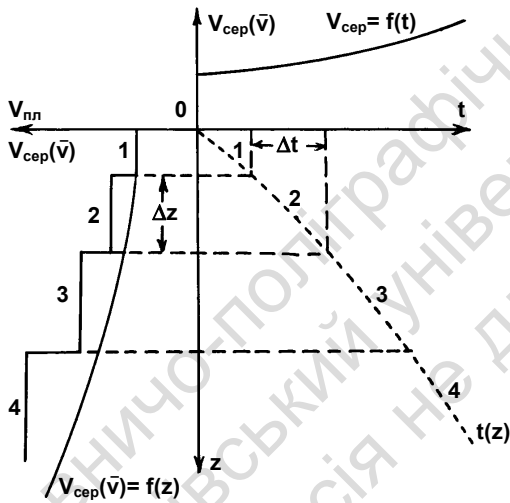


Рис. 16.6. Дані сейсмічного каротажу

сеїсмічних верств при використанні даних геологічного розрізу свердловини просторово зіставляти зі стратиграфічними та літологічними межами.

Середню швидкість \bar{v} у покривній товщі обчислюють за формулою

$$\bar{v} = z / t. \quad (16.10)$$

Після цього складають графіки залежності \bar{v} від глибини z (рис. 16.6).

Якщо потрібна детальніша інформація про швидкісний розріз, то її отримують, застосовуючи диференційний сейсмокаротаж, який поділяється залежно від частот, що використовуються на акустичний (АК) та ультразвуковий (УЗК) каротаж.

При АК використовують частоти пружних коливань до 15–20 кГц, при УЗК – десятки кГц. Маючи постійний інтервал або

базу спостереження Δz , вимірюють час пробігу хвилі вздовж стінки свердловини Δt на цьому інтервалі. Далі обчислюють залежність інтервальної швидкості v_{INT} від глибини z

$$v_{\text{INT}} = \Delta z / \Delta t . \quad (16.11)$$

Беручи до уваги, що база Δz звичайно не перевищує 1 м, можна вважати, що в цьому випадку v_{INT} буде близькою до своєї теоретичної межі – істинної швидкості v , яка визначається із співвідношення

$$v(z) = dz / dt . \quad (16.12)$$

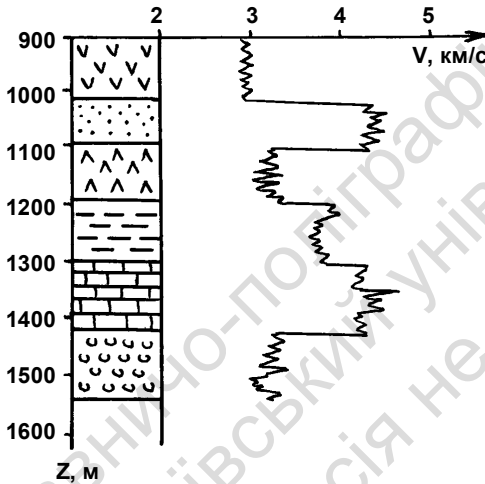


Рис. 16.7. Швидкісний розріз за даними акустичного каротажу. Ліворуч наведено геологічний розріз стінки свердловини

застосуванням диференційного та інтегрального каротажу однієї свердловини.

Це дає підстави вважати, що за допомогою акустичного каротажу вимірюють істинну швидкість розповсюдження сейсмічних хвиль у гірських породах розрізу свердловини.

За функцією $v(z)$ обчислюється вертикальний годограф за формулою

$$t(z) = \int_0^z dz / v(z) . \quad (16.13)$$

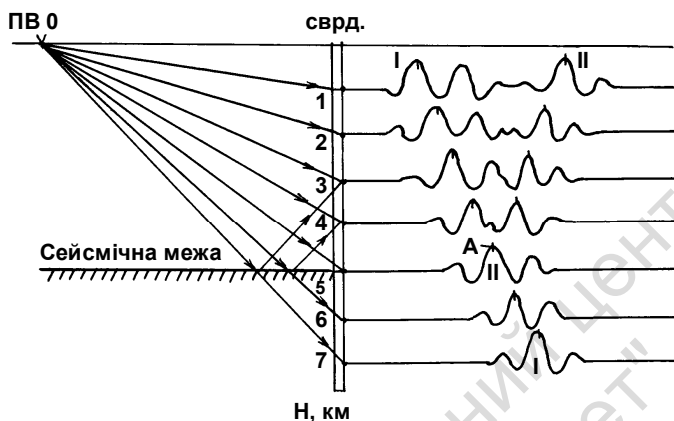
Це дозволяє порівняти між собою вертикальні годографи, отримані із

16.4. ВЕРТИКАЛЬНЕ СЕЙСМІЧНЕ ПРОФІЛЮВАННЯ (ВСП)

Метод застосовується для вирішення геологічних, методичних і технологічних завдань протягом усіх етапів геологорозвідувального процесу і полягає у виконанні білясвердловинних і міжсвердловинних досліджень у сейсморозвідувальному діапазоні частот. При ВСП використовуються системи спостережень, які складаються з двох елементів (джерел і приймачів пружних хвиль), один з яких розташовується і пересувається вздовж стовбура свердловини (це, як правило, сейсмоприймач, а другий розташовується на денній поверхні чи в іншій свердловині (джерело).

На рис. 16.8 зображено принципову схему дослідження методом ВСП. Пряма хвиля, збуджена в джерелі ПВО, реєструється сейсмоприймачами 1–7 як хвиля, що поширюється донизу вздовж стовбура свердловини. На сейсмограмі ВСП ця хвиля реєструється у вигляді осі синфазності I–I. Припустимо, що на рівні п'ятого сейсмоприймача розташована відбивна межа. Тоді хвиля, відбита від неї, поширюватиметься вгору вздовж стовбура свердловини. На сейсмограмі ВСП відбита хвиля буде реєструватися у вигляді осі синфазності II–II (рис. 16.8). Слід підкреслити, що відбита та пряма хвилі на рівні відбивної межі (п' сейсмоприймач) мають спільну точку (на сейсмограмі це показано точкою *A*), що дає можливість при порівнянні з геологічним розрізом свердловини здійснити стратиграфічну прив'язку відбивної межі. Таким же чином можна виявити межі, на яких утворюються кратні хвилі, а також простежити сейсмічні хвилі різних типів.

Наведений приклад наочно демонструє принципові особливості ВСП, які полягають в такому: вивчається сам процес формування хвильового поля, що спостерігається на земній поверхні; одночасно виокремлюються, простежуються і вивчаються хвилі різних типів (поздовжні, поперечні та обмінні) та неоднорідної природи (кратні), що збуджуються у джерелі та утворюються на неоднорідностях середовища; реєструються та вивчаються не лише перші вступи хвиль, як при інтегральному сейсмічному каротажі, але й уся наступна частина сейсмограми.



**Рис. 16.8. Метод вертикального сейсмичного профілювання (ВСП):
хід променів і сейсмограма ВСП.**

1-7 – сейсмоприймачі у свердловині,

I-I – вісь синфазності прямої хвилі; II-II – вісь синфазності хвилі,
відбитої від сейсмичної межі

На відміну від більшості геофізичних свердловинних методів, що вивчають розріз лише поблизу стовбура свердловини, ВСП дозволяє вивчати середовище навколо свердловини і на значних відстанях між свердловинами. ВСП також може бути застосовано для дуже широкого кола геологічних умов і завдань, причому не лише в інтервалі глибин, пройденому свердловиною, але й глибше.

Поздовжнє ВСП (джерело розташовано прямо над гирлом свердловини) застосовують для вирішення параметричних задач (визначення швидкісної характеристики розрізу за поздовжніми та поперечними хвилями, вивчення поглинальних і відбивних властивостей середовища), вивчення хвильового поля, стратиграфічної прив'язки хвиль, визначення природи хвиль, які реєструються на наземних сейсмограмах. Вирішення цих задач суттєво підвищує ефективність наземних спостережень.

Непоздовжнє ВСП (джерело розташовано на деякій відстані від гирла свердловини) є основним способом вивчення структури та складу білясвердловинного середовища.

16.5. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТЕЙ У ПРИРОДНОМУ ЗАЛЯГАННІ ГІРСЬКИХ ПОРІД

За сприятливих умов середні та інтервальні швидкості вимірюють при спостереженнях уздовж параметричного профілю. Із цією метою реєструють час приходу прямої чи заломленої хвилі на профілі, що перетинає виходи гірських порід різного складу на денну поверхню. Такі профілі можуть бути відпрацьовані як у природних відслоненнях, так і в гірських виробках. В останніх швидкості вимірюють у сейсмічному та акустичному діапазоні частот.

За наявності зразків гірських порід і руд швидкості вимірюють із застосуванням ультразвукового сейсмоскопа. У цьому випадку існує небезпека допущення помилок у визначенні швидкості через те, що зразок перебуває у зовсім інших умовах (тиск, температура, вологість), ніж при корінному заляганні. Для виключення помилок такого характеру слід вимірювати швидкості в зразках за умов, якомога ближчих до умов їхнього залягання.

Швидкості, визначені на параметричних профілях чи на зразках, можуть бути використані в подальшому для наближеного обчислення середньої швидкості по розрізу. Строго кажучи, початкові швидкості, визначені за годографами рефрагованих хвиль, мають за своїми величинами збігатися зі швидкостями, визначеними на параметричних профілях.

16.6. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТЕЙ ЗА СПОСТЕРЕЖЕННЯМИ НА ДЕННІЙ ПОВЕРХНІ

За наявності експериментальних годографів, спостережених на денній поверхні, можна визначити швидкості поширення корисних хвиль у товщі, що залягає над відповідними сейсмічними межами.

Ефективна швидкість і шляхи її визначення. Ефективною називається швидкість у покривній товщі, яка обчислена за годографами відбитих або заломлених хвиль з урахуванням деяких припущень. Ці припущення полягають у такому: 1) середовище, вище сейсмічної межі, є однорідним; 2) сейсмічна межа є

пласкою; 3) лінія спостереження (профіль) – пряма лінія. Найважливішим із них є перше припущення.

Здебільшого для обчислення використовують годографи відбитих хвиль. Існують два шляхи визначення ефективних швидкостей за даними методу відбитих хвиль: 1) математичний розрахунок – послуговуючись експериментальними годографами, отриманими внаслідок кореляції відбитих хвиль; 2) добір – за сейсмограмами з використанням регульованого криволінійного підсумовування трас. У зв'язку з тим, що другий шлях може бути автоматизований, він нині переважає у сейсморозвідувальній практиці.

16.6.1. Визначення ефективної швидкості за годографами відбитих і заломлених хвиль

Перед визначенням швидкостей за даними методу відбитих хвиль реальне середовище апроксимують такими спрощеними моделями:

I) Найпростішою є одновимірна ефективна модель I (рис. 16.9), яка характеризується горизонтальною відбивною межею та однорідним покривним середовищем. Модель має два ефективні параметри: ефективну швидкість v_{ef} та ефективну глибину h_{ef} , або відповідний цій глибині час пробігу хвилі вздовж нормального променя

$$t_{01} = 2h_{\text{ef}}/v_{\text{ef}}. \quad (16.14)$$

II) Близьче до дійсності апроксимує геологічні середовища двовимірна ефективна модель II із плоскою похилою відбивною межею (рис. 16.9). Ця модель має три параметри: ефективну швидкість $v_{\text{ef}2}$, ефективну глибину $h_{\text{ef}2}$ уздовж нормалі до межі в заданій точці профілю або час

$$t_{02} = 2h_{\text{ef}2}/v_{\text{ef}2}, \quad (16.15)$$

та ефективний кут нахилу межі $\varphi_{\text{ef}2}$.

III) За необхідності вирішення тривимірних задач реальне середовище апроксимують тривимірною ефективною моделлю III

(рис. 16.9) із плоскою нахиленою відбивною межею та однорідним покровним середовищем. Модель характеризують такі параметри: $v_{\text{еф}3}$, $h_{\text{еф}3}$, час розповсюдження сейсмічної хвилі

$$t_{03} = 2h_{\text{еф}3}/v_{\text{еф}3}, \quad (16.16)$$

кут нахилу межі $\alpha_{\text{еф}3}$ та її азимут $\psi_{\text{еф}3}$ – кут між лінією спостережень і напрямком падіння межі.

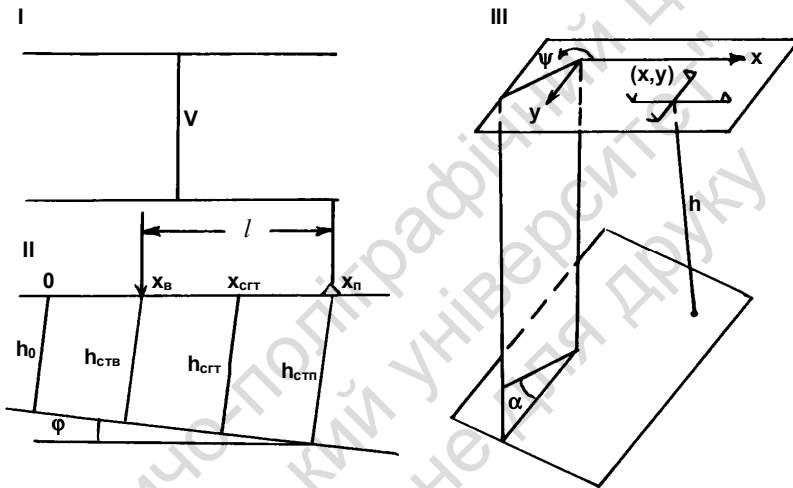


Рис. 16.9. Види ефективних моделей:

V – пункт вибуху; Δ – пункт спостереження; СТВ – спільна точка вибуху, ССТ – спільна серединна точка; СТП – спільна точка приймання

Апроксимацію середовища ефективною моделлю виконують, як правило, локально, визначаючи для кожної точки профілю, або площини спостережень, свої ефективні параметри. У випадку відповідності середовища моделі ці параметри дорівнюють справжнім параметрам досліджуваного середовища.

Способи визначення поділяються на дві групи залежно від того, чи використовуються поодинокі годографи (I), чи пари зустрічних годографів (II).

I. 1) Одним із найпростіших є спосіб визначення за позірною швидкістю поодинокого годографа. Користуючись цим способом, визначають

$$v_{\text{еф}} = \sqrt{v^* x / t}, \quad (16.6.4)$$

де v^* – позірна швидкість у заданій точці A ; x – відстань точки A від джерела коливань; t – час розповсюдження сейсмічної хвилі в точці A , попередньо виправлений після внесення статичних поправок.

При невеликих відстанях від джерела коливань (пункту вибуху) застосування цього способу може призводити до великих похибок у визначенні $v_{\text{еф}}$ через великі коливання значень v^* , які в цій області досить значні.

Спосіб, придатний для наближених експрес-оцінок значень $v_{\text{еф}}$, які в подальшому підлягають уточненню.

16.6.1.1. Спосіб постійної різниці

Візьмемо на годографі відбитої хвилі дві точки A і B з абсцисами x та $x+m$ відповідно (рис. 16.10). Час приходу хвилі в точку A дорівнює t_1 , у точку B – t_2 . Для цих точок годограф відбитої хвилі матиме вигляд

$$v^2 t_1^2 = 4h^2 + x^2 + 4hx \sin \varphi, \quad (16.17)$$

$$v^2 t_2^2 = 4h^2 + (x+m)^2 + 4h(x+m) \sin \varphi. \quad (16.18)$$

Відніmemo від другого рівняння перше та різницю між квадратами часів ($t_2^2 - t_1^2$) замінимо на u .

Тоді отримаємо вираз

$$v^2 u = m^2 + 4hm \sin \varphi + 2mx, \quad (16.19)$$

де $u = t_2^2 - t_1^2$.

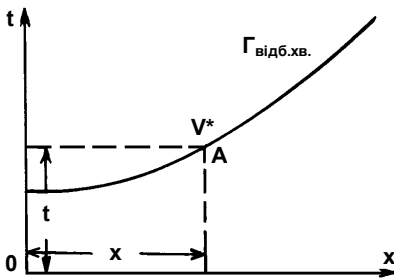


Рис. 16.10. Найпростіший спосіб визначення v^* за поодиноким годографом відбитої хвилі

ють прямою лінією, обчислюючи її кутовий коефіцієнт $\Delta u / \Delta x$. Величина $v_{\text{еф}}$ вираховується за формулою

$$v_{\text{еф}} = \sqrt{2m\Delta x / \Delta u}, \quad (16.20)$$

Досвід визначення $v_{\text{еф}}$ способом постійної різниці показує, що оптимальний розмір інтервалу m дорівнює близько $0.40L$, де L – довжина поодинокого годографа.

Для зменшення похибок слід обчислювати $v_{\text{еф}}$ по поодиноким годографам після їх виправлення шляхом введення статистичних поправок.

Не важко переконатися, що (16.19) є рівнянням прямої лінії в системі координат (x, u) . Далі, залишаючи величину m постійною, за серіями пар точок (напр., A' та B' , A'' та B'' і т. д.) обчислюють значення

$$u(x) = t_2^2 - t_1^2$$

та наносять їх на графік. Отриману послідовність точок візуально усереднюють

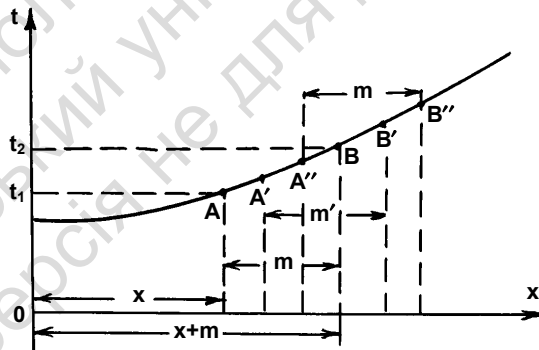


Рис. 16.11. Визначення $v_{\text{еф}}$ способом постійної різниці

16.6.1.2. Спосіб зустрічних годографів

Цей спосіб може бути застосований за умови наявності спостережень з двох пунктів вибуху на спільному відтинку профілю. Спосіб ґрунтується на квадратичній трансформації часів приходу корисних хвиль.

Нехай ми маємо зустрічні годографи однієї хвилі Γ_1 та Γ_2 , отримані з ПВО₁ та ПВО₂ при відстані l між ними. Візьмемо деяку точку спостережень A_1 (A_2), координата якої відносно ПВО₁ дорівнює x , відносно ПВО₂ – $x-l$. Обчислимо величину

$$y = t_2^2 - t_1^2. \quad (16.21)$$

Якщо рухатися вздовж осі x і в кожній такій точці обчислювати нове значення y , то, врешті-решт, ми отримаємо дані для побудови графіка $y = f(x)$. Усереднивши його прямою лінією, визначимо кутовий коефіцієнт графіка $b = \Delta y / \Delta x$. Після цього обчислюємо $v_{\text{еф}}$ за формулою

$$v_{\text{еф}} = \sqrt{2l\Delta x / \Delta y \cos 2\varphi}, \quad (16.22)$$

де l – відстань між пунктами вибуху, φ – кут нахилу відбивної межі.

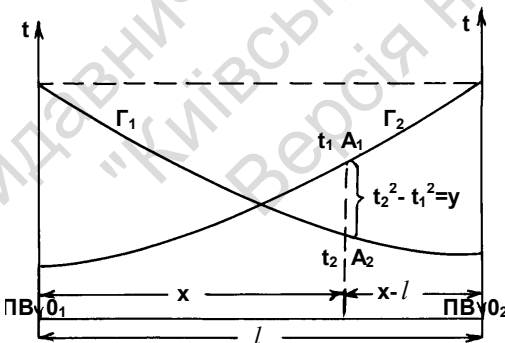


Рис. 16.12. Визначення $v_{\text{еф}}$ способом зустрічних годографів

За невеликого кута нахилу межі ($\varphi \leq 10^0$) можна знехтувати його впливом на величину $v_{\text{еф}}$, тоді формулу (16.22) можна спростити

$$v_{\text{еф}} \approx \sqrt{2l\Delta x / \Delta y}. \quad (16.23)$$

Якщо ж необхідно врахувати φ , то $v_{\text{еф}}$ можна обчислити шляхом послідовного наближення. З цієї

метою спочатку визначаємо $v_{\text{еф}}$ за формулою (16.23), потім визначаємо кут φ

$$\varphi = \arcsin[(h_2 - h_1)/l] = \arcsin[(t_{02} - t_{01})/lv_{\text{еф}}], \quad (16.24)$$

де h_1, h_2 – глибини під ПВО₁ і ПВО₂, відповідно; t_{01}, t_{02} – подвійний час пробігу хвилі від ПВО₁ та ПВО₂, відповідно, до сейсмічної межі вздовж нормалі до неї. Після цього, маючи значення кута φ , уточнюємо величину $v_{\text{еф}}$ за формулою (16.22).

16.6.1.3. Спосіб взаємних точок

Для реалізації цього способу необхідно мати два зустрічні годографи Γ_1 і Γ_2 , узгоджені у взаємних точках (рис. 16.13). При виконанні цієї умови $v_{\text{еф}}$ можемо визначити згідно з формулою

$$v_{\text{еф}} = \sqrt{[2v_1v_2 - L(v_1^* + v_2^*)L]/(v_1^* + v_2^* - 2L)}, \quad (16.25)$$

де v_1^*, v_2^* – позірні швидкості у взаємних точках; $L = l/t$, де l – довжина вибухового інтервалу; t – час у взаємних точках.

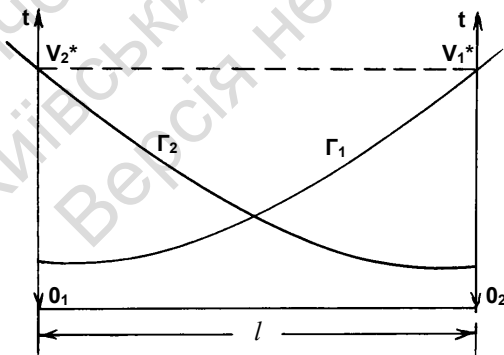


Рис. 16.13. Визначення $v_{\text{еф}}$ способом взаємних точок

Крім розглянутих вище способів, на практиці досить часто застосовують *емпіричний спосіб визначення* $v_{\text{еф}}$ за точкою перетину

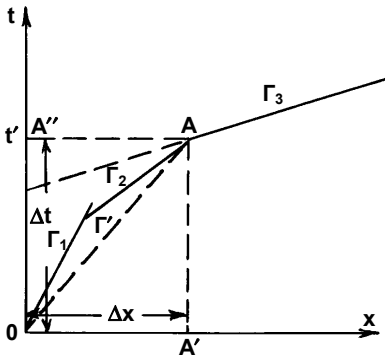


Рис. 16.14. Емпіричний спосіб визначення за точкою перетину годографів

хвилі Γ' , яка поширюється в товщі, що покриває межу R . Виходячи із цього, за кутовим коефіцієнтом "годографа" Γ' обчислимо ефективну швидкість

$$v_{\text{еф}} = (\Delta x / \Delta t)_{OA}. \quad (16.26)$$

Цей спосіб можна застосовувати за умови, що в покривній товщі відсутні шари з різко підвищеними значеннями граничної швидкості. У цьому разі наближені оцінки можуть виявитися різко завищеними.

16.6.2. Визначення ефективної швидкості шляхом підбору за сейсмограмами методом відбитих хвиль

У процесі машинної обробки даних МВХ $v_{\text{еф}}$ визначають у процесі корекції кінематичних поправок для відбитих хвиль. Одна із найпростіших процедур визначення за сейсмограмами ССТ така. Задамо декілька апріорних значень $v_{\text{СТ}}$ з розрахун-

ком, щоб ці значення покривали весь імовірний діапазон їхньої зміни в даному районі на всьому досліджуваному інтервалі часу (від $v_{\text{сгт}_1}$ до $v_{\text{сгт}_2}$).

Розрахуємо значення кінематичних поправок для різних t_0 та x за формулою:

$$\tau = \sqrt{t_0^2 + x^2 / v_{\text{сгт}}^2} - t_0, \quad (16.27)$$

вважаючи, що для всіх значень t_0 виконується рівність

$$v_{\text{сгт}} = v_{\text{сгт}_1}. \quad (16.28)$$

Розраховані таким чином кінематичні поправки введемо в сейсмограми ССТ та просумовуємо їх. Результатом цієї операції

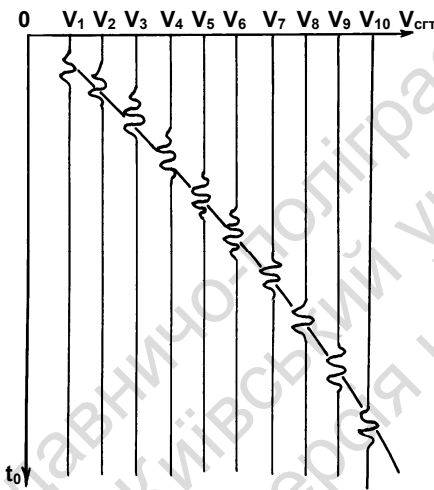


Рис. 16.15. Схематичне зображення сумострічки ССТ, що демонструє залежність $v_{\text{сгт}}$ від t_0

отримаємо першу сумарну трасу. Після цього такі ж операції повторимо для $v_{\text{сгт}_2}$, $v_{\text{сгт}_3}$, ..., $v_{\text{сгт}_N}$. Як результат будемо мати N сумарних трас, що утворюють сумострічку ССТ (рис. 16.15).

Аналогічним способом одержують сумострічки у методиці регульованого спрямованого прийому (РСП), що використовується виробничими організаціями для вивчення складно побудованих структур у зонах розвитку солянокупольної тектоніки. На відміну від сумострічки РСП параметром сумострічки ССТ є не позірна швидкість

прямолінійних відрізків осей синфазності відбитих хвиль на годографах спільної точки вибуху (СТВ), а фіктивний параметр $v_{\text{сгт}}$, що характеризує кривизну гіперболічних осей синфазності на сейсмографах ССТ.

На сумострічці ССТ, як і на сумострічці РСП синфазному підсумовуванню регулярних хвиль відповідають максимуми розростання амплітуд сумарних коливань. Лінія, що з'єднує максимуми розростання (збільшення) амплітуд сумарних коливань на сумострічці в системі координат $t_0 - v_{\text{СТ}}$ (рис. 16.15), і характеризує закономірності їхньої зміни. Вона в подальшому використовується для обчислення кінематичних поправок, що вводяться до спостереженої сейсмограми ССТ. У результаті підсумовування сейсмограми ССТ з уведеними кінематичними поправками одержують сумарну криву, що є трасою часового сейсмічного розрізу. Таким чином, цей спосіб визначення залежності $v_{\text{СТ}}$ від t_0 зводиться до регульованого підсумовування сейсмограм ССТ та інтерпретації отриманих сумострічок.

На основі розглянутої схеми розроблено й практично застосовуються багато різних способів визначення залежностей $v_{\text{СТ}}$ від t_0 , які використовуються для обчислення, уточнення та введення кінематичних поправок.

Алгоритми регульованого підсумовування, що сьогодні використовуються, розрізняються за характером вихідного матеріалу за вибором змінного параметра ($v_{\text{СТ}}$ чи еквівалентного йому), або за способом зображення результатів підсумовування.

Застосовується також інший спосіб визначення залежності $v_{\text{СТ}}$ від t_0 . Суть його полягає в тому, що:

Для різних значень $v_{\text{СТ}}$ ($v_{\text{СТ}_1}, v_{\text{СТ}_2}, \dots, v_{\text{СТ}_N}$), що перевершують можливий для даного району діапазон зміни цього параметра, будують ділянки часового розрізу. Виходячи із того, що значення $v_{\text{СТ}_1}$ для всіх відбивних горизонтів (усіх значень t_0) залишається постійним, вводяться розрахункові кінематичні поправки, підсумовуються сейсмограми ССТ і будується інтервал часового сейсмічного розрізу. Потім береться друге значення $v_{\text{СТ}_2}$, для нього розраховуються і вводяться розрахункові кінематичні поправки, підсумовуються сейсмограми ССТ і будується для того ж самого інтервалу профілю вже другий варіант часового сейсмічного розрізу і т. д.

Як результат для того ж самого інтервалу профілю будується стільки варіантів часових сейсмічних розрізів, скільки різних значень $v_{\text{сгт}}$ було використано для їхньої побудови. На кожному із цих варіантів часового розрізу найбільш чітко будуть виділені осі синфазності тих горизонтів, для яких послідовно прийняті значення $v_{\text{сгт},m}$ на відповідному значенні t_0 збігаються зі справжньою $v_{\text{сгт}}$ даної хвилі.

На суміжних часових розрізах, що відрізняються один від одного за прийнятими для їхньої побудови значеннями $v_{\text{сгт}}$, амплітуда хвилі, що утворює дану вісь синфазності хвилі, буде згасати зі збільшенням відхилення прийнятого для їхньої побудови значення $v_{\text{сгт}}$ від справжнього.

Застосування цього способу дозволяє подати результати регульованого підсумовування у формі, найбільш зручній для їхньої візуальної інтерпретації. Він не вимагає побудови сумострічок на проміжному етапі визначення $v_{\text{сгт}}$. Але цей спосіб має й свої недоліки. Так, побудова часових розрізів більш трудомістка процедура, ніж побудова сумострічок. Вона вимагає більше часу приблизно у стільки разів, скільки сумарних трас містить часовий розріз. Тому при застосуванні цього способу слід обирати короткі ділянки часових розрізів, які складаються із 20–40 трас. Кінематичні характеристики хвиль (залежності $v_{\text{сгт}}$ від t_0) вивчають у низці точок профілю, розташованих одна від одної на відстані декількох кілометрів. Вибір відстаней залежить від точності завдань, що вирішуються, і від ступеня витриманості геологічного розрізу осадових порід на досліджуваній площі.

Цей спосіб визначення залежності $v_{\text{сгт}}$ від t_0 є найкращим через те, що критерієм вибору справжньої кривої є якість кінцевого результату обробки сейсмічних матеріалів на ЕОМ (ступінь корельованості відбивного горизонту в межах часового розрізу) – часового сейсмічного розрізу.

16.7. ВИЗНАЧЕННЯ ПЛАСТОВОЇ ШВИДКОСТІ

За значеннями v_{ef} можна розрахувати середні *пластові* (інтервальні) $v_{\text{пл}}$ швидкості поширення пружних коливань у середовищах, розташованих між відбивними горизонтами. Відомо, що в середовищах зі слабкою швидкісною диференціацією різниця між середньою та ефективною швидкістю є незначною. Виходячи із цього, для розрахунку пластової швидкості використовується формула, що випливає з виразу для середньої швидкості поширення пружних хвиль у шаруватому середовищі:

$$v_{\text{пл}} = (v_{\text{ef}_{\text{під}}} t_{0\text{під}} - v_{\text{ef}_{\text{пок}}} t_{0\text{пок}}) / (t_{0\text{під}} - t_{0\text{пок}}), \quad (16.29)$$

де під – це підшва, а пок – покрівля пласта, для якого розраховується пластова швидкість.

У середовищах з великою швидкісною диференціацією відчутний великий вплив ефекту заломлення променів на сильних сейсмічних межах, тому значення $v_{\text{пл}}$, розраховані за наведеною формулою, будуть завищені. У цьому випадку застосовують формулу

$$v_{\text{пл}} = \sqrt{(v_{\text{ef}_{\text{під}}}^2 t_{0\text{під}} - v_{\text{ef}_{\text{пок}}}^2 t_{0\text{пок}}) / (t_{0\text{під}} - t_{0\text{пок}})}. \quad (16.30)$$

З різних причин похибки визначення інтервальних швидкостей за годографами ССТ досягають 2,0–2,5 %. У результаті застосування різних коригуючих прийомів усереднення значень пластових швидкостей вздовж профілів та по площі можна зменшити похибку їхнього визначення у порівняно простих геологічних умовах до 0,5 %. Це дає можливість досить точно визначити зміни $v_{\text{пл}}$ як уздовж пласта чи інтервалу розрізу, так і по площі. У подальшому ці закономірності використовуються для вивчення змін літологічного та фаціального складу порід, з яких складений цей пласт.

Як правило, пластові швидкості визначаються у товщах порід, що залягають у проміжку між основними сейсмічними межами, які характеризуються різницями часу реєстрації відбитих хвиль понад 0,3 с. За менших різниць часу точність визначення знижується.

Знаючи пластові швидкості, можна обчислити середню швидкість у покривній товщі за формулою

$$\bar{v}_m = \sum_{i=0}^{m-1} v_i \Delta t_i / \sum_{i=0}^{m-1} \Delta t_i, \quad (16.31)$$

де m – кількість шарів із пластовими швидкостями v_i та часами пробігу хвили Δt_i ($i = 0, 1, 2, \dots, m-1$).

16.8. УЗАГАЛЬНЕННЯ ДАНИХ ПРО ШВИДКОСТІ В ПОКРИВНІЙ ТОВЩІ

Результати визначення швидкостей, що належать до одного сейсмогеологічного розрізу, узагальнюють з метою визначення закономірностей швидкісних характеристик покривної товщі.

Ураховуючи той факт, що визначення швидкостей мають масовий характер, виникає необхідність в їхній статистичній обробці з метою підвищення точності оцінки швидкісних характеристик розрізу. Для зменшення впливу випадкових похибок вимірів виконують згладжування експериментальних даних, яке поділяється на два різновиди – генеральне згладжування та локальне.

При генеральному згладжуванні всю сукупність визначень обробляють разом, так що кожне згладжене значення \bar{v} залежить від усієї сукупності вихідних даних. Як правило, цей різновид згладжування виконують шляхом апроксимації вихідних даних за методом найменших квадратів за допомогою степеневих функцій однієї чи двох координат.

При локальному згладжуванні спільній обробці підлягає лише частина вихідних даних, найближче до точки, в якій обчислюється згладжене значення \bar{v} . Його обчислюють шляхом апроксимації величини біля цієї точки квадратичною чи кубічною параболою. Найпростішим прийомом локального згладжування є спосіб ковзного середнього. Згідно з цим способом за

згладжене значення у кожній точці береться середнє арифметичне з N найближчих сусідніх значень:

$$\bar{v} = 1/N \sum_{i=0}^N v_{\text{еф}} . \quad (16.32)$$

У результаті згладжування отримують такі матеріали, які характеризують швидкісну будову покривної товщі, а також граничні швидкості, що визначаються у методі заломлених хвиль:

1. Вертикальні графіки швидкості: $v_{\text{еф}}(t_0)$, $v_{\text{сгТ}}(t_0)$, $\bar{v}(z)$.
2. Розгорнуті графіки швидкості, які зображують ізолініями рівних швидкостей. Це, за своєю сутністю, є двовимірні швидкісні розрізи.
3. Карти швидкості по певних горизонтах чи глибинах.
4. Швидкісні колонки $v_{\text{пл}}(t_0)$, $v_{\text{пл}}(z)$. Типова колонка, що узагальнює розріз у регіональному плані, називається зведеною.

Запитання для самоконтролю

1. Які типи сейсмічних швидкостей ви знаєте?
2. Опишіть процедуру швидкісного аналізу шляхом побудови та інтерпретації вертикальних спектрів швидкостей.
3. Як отримують i для чого використовують горизонтальні спектри швидкостей.
4. Опишіть процедуру швидкісного аналізу шляхом сканування швидкостей за часовим розрізом.
5. Перерахуйте матеріали, які характеризують швидкісну будову геологічного середовища за даними 2D і 3D зйомок.
6. Що таке ефективна швидкість та як вона співвідноситься із середньою швидкістю?
7. У чому особливість вимірювання швидкостей, отриманих за зразками гірських порід?
8. Як визначаються пластові та середні швидкості за даними сейсмічного та акустичного каротажу?

9. За якою причиною можуть бути розходження в оцінках швидкостей за даними сейсмічного та акустичного каротажу?
10. Які задачі розв'язують за допомогою вертикального сейсмічного профілювання?
11. Проаналізуйте способи визначення швидкостей: спосіб постійної різниці, спосіб зустрічних годографів і спосіб взаємних точок.

Задача для самоперевірки

Швидкість у цільовій товщі – у діапазоні від 3200 м/с до 3600 м/с із часами пробігу від 2,7 с до 3,0 с. Яка максимальна частота сейсмічного сигналу потрібна для отримання роздільної здатності по вертикалі 25 м? Яка максимальна частота сейсмічного сигналу потрібна для отримання роздільної здатності по горизонталі 25 м?

Розділ 17

ПОБУДОВА СЕЙСМІЧНИХ МЕЖ

Для побудови сейсмічних меж необхідно мати такі дані: 1) географи, отримані в результаті кореляції корисних хвиль, зареєстрованих на сейсмограмах, первинних чи трансформованих, або безпосередньо ці записи, представлені сейсмограмами та динамічними часовими розрізами; 2) узагальнені дані про швидкісні параметри товщі порід, що в розрізі залягають вище тих сейсмічних меж, які треба побудувати.

Сейсмічні межі будують із застосуванням різних методів, вибір яких залежить від характеру сейсмогеологічного розрізу, ступеня вивченості його швидкісних властивостей та очікуваної точності результатів. Методи мають відповідати прийнятій моделі покривної товщі. При виконанні сейсмічних побудов найширше застосовують *метод середніх швидкостей*, в основу якого покладено припущення, що середовище між поверхнею землі (чи поверхнею приведення) та будь-якою точкою межі є однорідним, тобто має постійну швидкість, яка дорівнює середній швидкості до цієї точки. За простих умов, коли відсутні різкі зміни швидкостей у розрізі, метод середніх швидкостей забезпечує досить високу точність побудови сейсмічних меж.

Якщо ці умови не виконуються, тобто середовище не може бути представлено як однорідне, застосовують більш складні й точні методи побудови сейсмічних меж у неоднорідних середовищах. Ці середовища можуть бути як градієнтними, так і шаруватими.

17.1. ПОБУДОВА ВІДБИВНИХ МЕЖ

17.1.1. Побудова відбивних меж в однорідному середовищі за позовжніми годографами

17.1.1.1. Спосіб еліпсів

Припустимо, що нам відомий час t_k приходу відбитої хвилі із джерела O у точку B_k з абсцисою x_k . За середньої швидкості $v_{\text{ср}}$ хвиля пройде вздовж променя шлях, рівний

$$r_k = v_{\text{ср}} \cdot t_k. \quad (17.1)$$

Цей шлях складається із двох відрізків, що належать до падаючої та відбитої хвилі, які сходяться в деякій точці відбивної межі.

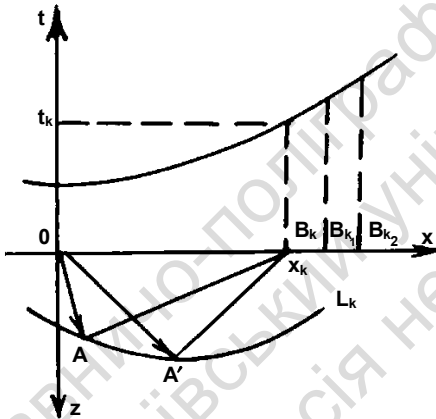


Рис. 17.1. Побудова відбиваючих меж способом еліпсів

За постійного часу t_k сума довжин цих відрізків ($v_{\text{ср}} t_k$) буде також постійною (рис. 17.1), наприклад відрізки $OA + AB_k$; $OA' + A'B_k$. Із цього випливає, що геометричним місцем можливих точок відбиття є еліпс L_k із фокусами в точках O та B_k .

Горизонтальна вісь еліпса дорівнює r_k . Побудувавши подібні еліпси для низки точок годографа (B_{k_1}, B_{k_2} і т. д.), матимемо положення відбивної межі як огинаючу цих еліпсів.

17.1.1.2. Спосіб кіл

Цей спосіб являє собою спрощену модифікацію способу еліпсів. Застосовується за умов, коли довжина годографа не перевищує глибини до межі та за невеликих кутів нахилу межі ($\phi < 21^\circ$).

У цьому випадку можна замінити еліпс L_k (рис. 17.2) на коло P_k , проведене радіусом $r'_k = \frac{1}{2}\sqrt{r_k^2 - x_k^2}$ із центром у точці B'_k , абсциса якої дорівнює $\frac{x_k}{2}$. Положення відбивної межі визначається як огинаюча сімейства побудованих таким чином кіл для низки точок годографа (B_{k_1}, B_{k_2} і т. д.).

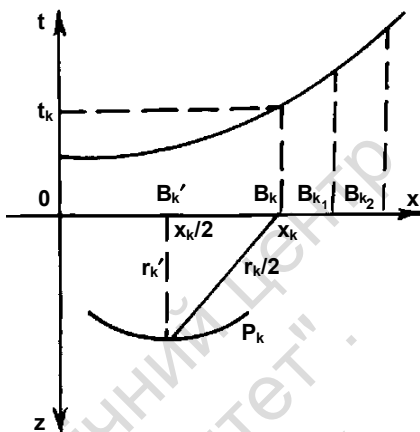


Рис. 17.2. Побудова відбивних меж способом кіл

17.1.1.3. Спосіб засічок

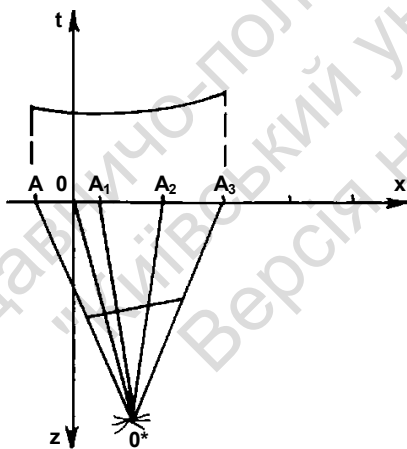


Рис. 17.3. Побудова відбивних меж способом засічок

За плоскої відбивної межі існує фіктивне джерело коливань O^* , з якого начебто виходять усі промені (рис. 17.3).

Довжина кожного із таких променів r_k дорівнює $v_{\text{сеп}} t_k$, де t_k – час у k -й точці годографа. Щоб відновити ці промені з декількох точок приймання (A, A_1, A_2, A_3), проведемо дуги кіл з радіусами $v_{\text{сеп}} \cdot t_A, v_{\text{сеп}} \cdot t_{A_1}, v_{\text{сеп}} \cdot t_{A_2}$ та $v_{\text{сеп}} \cdot t_{A_3}$ відповідно. Ці

дуги (засічки) за правильного вибору значення $v_{\text{ср}}$ перетнуться у точці O^* . Провівши лінію OO^* , знаходимо положення відбивної межі як перпендикуляра до середини відрізка OO^* , обмеженого з обох боків крайніми променями O^*A та O^*A_3 . Довжина побудованої таким способом відбивної межі дорівнює приблизно половині довжини годографа AA_3 .

17.1.1.4. Спосіб полів часів

Для реалізації цього способу слід побудувати два сімейства ізохрон, які відтворюють поля часу прямої та відбитої хвиль (рис. 17.4).

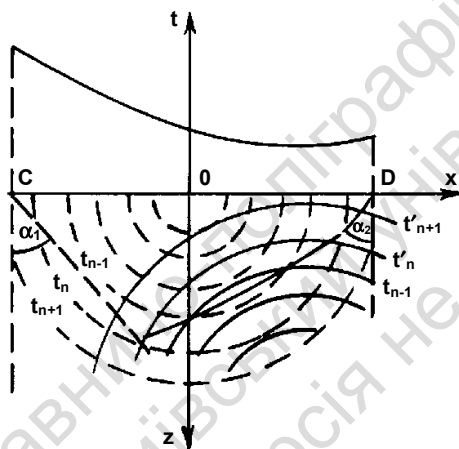


Рис. 17.4. Побудова відбиваючих меж способом полів часів

У прийнятому нами однорідному середовищі ізохрони прямої хвилі $t_n(x, z)$ побудовані з постійним інтервалом Δt для моментів часу t_n , де $t_n = n\Delta t$ (при $n = 1, 2, \dots$) являють собою концентричні півкола з єдиним центром у точці збудження O та з радіусами $r_n = v_{\text{ср}} t_k$. Ізохрони відбитої хвилі будуть за її годографом з тим же постійним часовим інтервалом Δt , що й для прямої хвилі. Спочатку для довільного моменту часу t_m будують основну ізохрону відбитої хвилі. Для цього у низці точок спостереження B_k знаходять різниці δt_k між часами приходу відбитої хвилі t_k у ці точки та фіксованим часом t_m :

$$\delta t_k = t_k - t_m. \quad (18.2)$$

Для низки цих точок обчислюємо радіуси $\delta_{r_k} = v_{\text{сеп}} t_k$. Ці радіуси являють собою шлях, який проходить відбита хвиля від основної ізохрони до кожної із точок спостереження окремо. Тому, коли із центрами у цих точках ми проведемо кола з радіусами $\delta_{r_k} = v_{\text{сеп}} t_k$, то огинаюча отриманого таким чином сімейства кіл являтиме собою основу ізохрон відбитої хвилі $t'_n(x, z)$. Далі від цієї основної ізохрони на підставі принципу Гюйгенса будують сімейство ізохрон відбитої хвилі для моменту часу $t_n = n\Delta t$.

Точки перетину однойменних ізохрон падаючої та відбитої хвилі належать до відбивної межі, визначаючи її положення. Це впливає з того, що відбита хвиля утворюється у будь-якій точці межі в той самий момент, коли пряма хвиля досягає цієї межі.

Довжина відбивної межі обмежується крайніми променями, що приходять у крайні точки спостереження (C і D на рис. 17.4). Кути нахилу крайніх променів вираховуються за формулою

$$\sin \alpha = \frac{v_{\text{сеп}}}{v^*}, \quad (17.3)$$

де $v_{\text{сеп}}$ – прийнята середня швидкість у середовищі, v^* – позірна швидкість відбитої хвилі, вирахована за годографом відбитої хвилі в його крайніх точках (C і D). Через велику трудомісткість спосіб полів часів рідко використовується для побудови відбивних меж.

17.1.1.5. Спосіб t_0

Спочатку за часом t_0 приходу відбитої хвилі у точку збурження $O_1(O_2, \dots, O_n)$ обчислюється луна-глибина $h_1(h_2, \dots, h_n)$ межі в цій точці профілю (рис. 17.5)

$$h_1 = \frac{1}{2} v_{\text{сеп}} t_{01}. \quad (17.4)$$

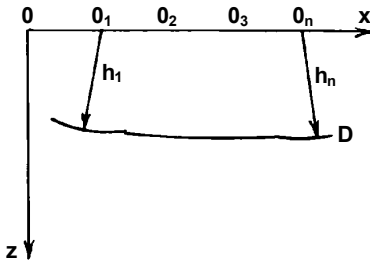


Рис. 17.5. Побудова сейсмічних меж способом t_0

Якщо провести коло із центром у точці O_1 і радіусом h_1 , то це коло буде визначати ізохрону відбиття, одна із точок якої належатиме межі.

При проведенні подібних кіл із центрами в точках O_2, O_3, \dots, O_n радіусами відповідно h_2, h_3, \dots, h_n отримаємо сімейство кіл, огинаюча яких D буде межею, яку треба було побудувати.

17.1.1.6. Спосіб взаємних точок

Для застосування цього способу достатньо мати елементи годографів відбитих хвиль, пов'язаних у взаємних точках із часом T та значення позірних швидкостей v_1^* і v_2^* у цих точках (рис. 17.6). Знаючи v_1^* та v_2^* визначимо кути підходу відбитої хвилі до денної поверхні за формулою

$$\alpha_1 (\alpha_2) = \arcsin \frac{v_{\text{сеп}}}{v_1^* / (v_2^*)}.$$

Проведемо згідно зі знайденими кутами α_1 та α_2 промені із точок O_1 та O_2 . Їхній перетин – це точка відбиття A . Елемент межі D у цій точці залягає перпендикулярно до бісектриси кута між променями. Довжина цього елемента приблизно дорівнює половині довжини коротшого із двох елементів годографів, що використовувались для побудови межі.

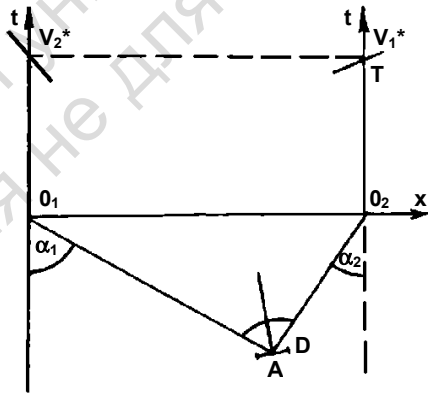


Рис. 17.6. Побудова сейсмічних меж способом взаємних точок

17.1.2. Побудова відбивних меж у неоднорідному середовищі за поздовжніми годографами

17.1.2.1. Спосіб побудови в градієнтних середовищах

Якщо в покривному середовищі швидкість змінюється неперервно, то в цьому випадку відбивну межу будують шляхом розрахунку променів та ізохрон для прямої й відбитої хвиль за допомогою способів полів часів і взаємних точок. Звичайно всі обчислення та побудови виконують на ЕОМ, але, маючи променеві діаграми, складені за відомими швидкісними параметрами середовища, можна виконувати ці операції з їхньою допомогою. У цьому випадку виконавець бачить прямі та відбиті промені, відповідно ізохрони прямої та відбитої хвиль, положення сейсмічної межі, що надає йому можливість за необхідності впливати на процес побудови на різних етапах його виконання.

17.1.2.2. Побудова за часом годографа

Візьмемо на лінії спостереження довільну точку S_1 , де за годографом Γ зафіксовано час t_1 (рис. 17.7).

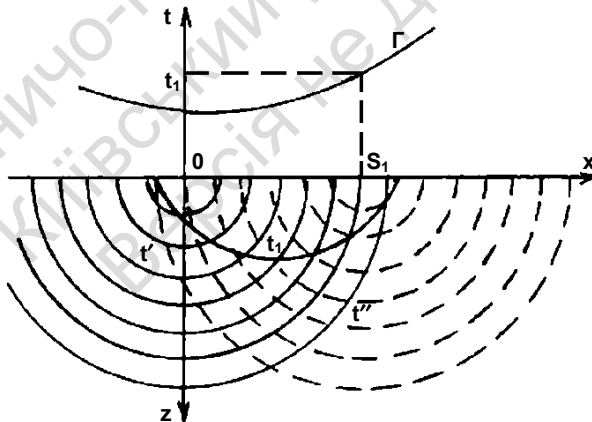


Рис. 17.7. Побудова відбивних меж способом променевих діаграм за часом годографа

Необхідно визначити геометричне місце можливих точок відбиття, що відповідають часу t_1 . З цією метою спочатку за допомогою двох променевих діаграм побудуємо два сімейства ізохрон із центрами у точках $O(t')$ та $S_1(t'')$. Далі серед численних точок перетину ізохрон t' та t'' знайдемо такі з них, де часи задовольняють умову

$$t_1 = t' + t'' . \quad (17.5)$$

Після цього з'єднуємо ці точки між собою та отримуємо ізохрону відбиття для часу t_1 . При повторенні цієї операції матимемо сімейство ізохрон відбиття. Їхня огибаюча визначить положення відбивної межі.

17.2. ПОБУДОВА ЗА ЧАСОМ І ПОЗІРНОЮ ШВИДКІСТЮ ЕЛЕМЕНТА ГОДОГРАФА

Для реалізації цього способу необхідно мати елемент годографа відбитої хвилі з часом t_1 і відомим значенням позірної швидкості v^* (рис. 17.8).

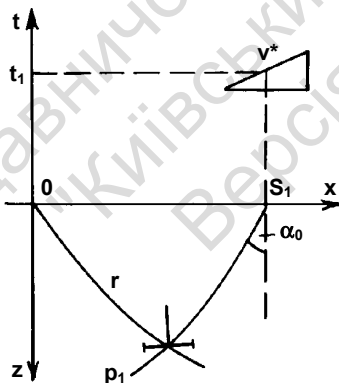


Рис. 17.8. Побудова відбивного елемента годографа за часом і позірною швидкістю

Визначимо параметр p_1 променя, що приходить у точку S

$$p_1 = \frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = \frac{\sin \alpha_0}{v_0} = \frac{1}{v^*} . \quad (17.6)$$

За допомогою цієї формули визначимо $\sin \alpha = \frac{v_0}{v^*}$ або

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{v_0}{v^*}$$

Після цього побудуємо за допомогою променевої діаграми, центр якої розташуємо в точці S_1 , промінь,

що приходить у цю точку і характеризується параметром p_1 (або кутом α_0). На цьому промені буде відбивний елемент. Далі суміщаємо центр променевої діаграми з точкою O і відшукуємо промінь r за тієї умови, що сума часів проходження фронту хвилі вздовж променів r і p_1 має дорівнювати часу t_1 . Точка перетину цих променів визначає центр відбивного елемента. Перпендикуляр до бісектриси між променями r та p_1 являє собою відбивний елемент, довжина якого приблизно дорівнює половині довжини вихідного елемента годографа.

Можливий варіант, коли $v^* < 0$, тобто хвиля вийшла на лінію спостереження не з боку точки збудження, а з протилежного боку. У цьому випадку визначений параметром p_1 (або кутом α_0) промінь будують з довільної точки у напрямку, протилежному до напрямку на точку збудження. Далі операція побудови відбивного елемента залишається без змін. Відбивний елемент, побудований таким чином, матиме дуже сильний нахил у бік точки збудження (пункту вибуху). Відзначимо, що такі відбивні елементи реєструються разом з точками дифракції в зонах глибинних розломів. Це добре відомо з досвіду регіональних сейсмічних досліджень методом глибинного сейсмічного зондування, виконаних у великих об'ємах в різних регіонах України.

17.3. ПОБУДОВА ЗА ЧАСОМ І ПОЗІРНОЮ ШВИДКІСТЮ ЕЛЕМЕНТІВ ГОДОГРАФІВ У ВЗАЄМНИХ ТОЧКАХ

Припустимо, що на пунктах вибуху O_1 та O_2 зареєстровано елементи годографів, пов'язаних у взаємних точках із часом T (рис. 17.9).

У цих точках вираховуємо позірні швидкості v_1^* та v_2^* і параметри променів p_1 і p_2 , які виходять із точок O_1 та O_2 відповідно.

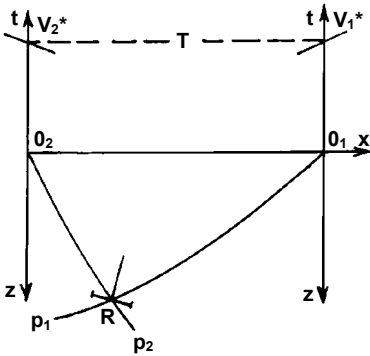


Рис. 17.9. Побудова відбиваючої межі по часу та позірній швидкості годографів у взаємних точках

Початок (нуль) променевої діаграми послідовно накладаємо на точки O_1 та O_2 і будуємо промені з обчисленими параметрами (p_1 та p_2). Точка перетину цих променів R буде належати до відбивного елемента, який треба побудувати. Положення цього елемента збігається з перпендикуляром до бісектриси кута між променями в точці їхнього перетину.

Довжина відбивного елемента дорівнює приблизно половині довжини більш короткого з елементів годографів. Часи пробігу відбитої хвилі t_1 і t_2 , відкладеної за допомогою променевої діаграми вздовж відповідних променів, мають задовольняти умову

$$t_1 + t_2 = T, \quad (17.7)$$

де T – час у взаємних точках. Це дає можливість контролювати точність побудови відбивного елемента. У разі невиконання цієї умови слід переглянути точність визначення v_1^* та v_2^* у взаємних точках або взагалі, за систематичного її невиконання переглянути значення швидкостей, використаних при складанні променевої діаграми.

17.4. ПОБУДОВА ВІДБИВНИХ МЕЖ ЗА ПОВЕРХНЕВИМИ ГОДОГРАФАМИ

Зворотна тривимірна задача за умови, що покривне середовище є однорідним із середньою швидкістю $v_{\text{сер}}$, вирішується таким чином. Припустимо, що через пункт збудження O проходять поздовжні профілі I та II (рис. 17.10).

За спостереженнями на цих профілях у точці O відомі час t_0 і вектори градієнта часу τ_1

та $\tau_2 \left(\tau = \frac{1}{v^*} = \frac{\Delta t}{\Delta x} \right)$. Визначимо величину та напрямок вектора поверхневого градієнта τ .

Для цього на площині спостереження G відкладемо в певному масштабі величини градієнтів уздовж профілів, після чого поставимо перпендикуляри до векторів градієнтів, як показано на рис. 17.10. Точку перетину цих перпендикулярів A з'єднаємо з точкою O і отримаємо відрізок OA , що являє собою величину і напрямок вектора поверхневого градієнта τ . Ми отримали напрямок падіння відбивного елемента, який збігається з напрямком τ . У вертикальній площині Q , що проходить через вектор τ (рис. 17.10), справжній кут падіння обчислюється за формулою

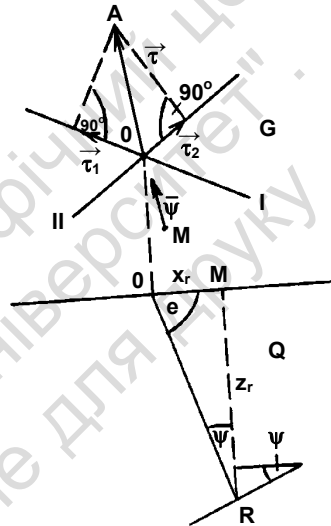


Рис. 17.10. Визначення просторового положення відбивного елемента в однорідному середовищі за поздовжніми профілями

$$\sin \psi = \cos e = v_{\text{сер}} \tau. \quad (17.8)$$

Беручи до уваги, що луна-глибина $OR = \frac{v_{\text{сеп}} t_0}{2}$, ми можемо знайти в тій же вертикальній площині координати точки відбиття R із трикутника OMR

$$\begin{aligned} x_r &= OR \cos e = \frac{v_{\text{сеп}}^2 t_0 \tau}{2}, \\ z_r &= OR \sin e = \frac{v_{\text{сеп}} t_0}{2} \sqrt{1 - v_{\text{сеп}}^2 \tau^2}. \end{aligned} \quad (17.9)$$

Вектор $\vec{\psi}$, що показує величину та напрямок нахилу відбивного елемента, належить до точки M , яка є проекцією точки R на площину спостереження G .

17.5. ПОБУДОВА ЗАЛОМЛЮВАЛЬНИХ МЕЖ

На відміну від годографів відбитих хвиль за окремим елементом годографа заломленої хвилі не можна однозначно визначити положення відповідного елемента межі. З метою отримання надійного результату використовують систему зустрічних годографів заломлених хвиль.

17.5.1. Побудова заломлювальних меж за поздовжніми годографами

17.5.1.1. Спосіб полів часу

Важливість цього способу полягає в тому, що він дозволяє будувати заломлювальні межі не тільки в однорідних, але й у неоднорідних середовищах, а за необхідності враховувати вплив проміжних сейсмічних меж.

Розглянемо два зустрічні годографи Γ_1 і Γ_2 , що належать до джерел O_1 та O_2 і відповідно пов'язані у взаємних точках (рис. 17.11, а).

У точці B на заломлювальній межі R часи пробігу хвилі від джерел O_1 і O_2 уздовж променів O_1AB і O_2AB дорівнюють

відповідно t_{O_1AB} і t_{O_2CB} . За відсутності проникання сейсмічних хвиль у середовище, що залягає нижче заломлювальної межі

$$t_{O_1AB} + t_{O_2CB} = T, \quad (17.11)$$

причому T – це час у взаємних точках. Необхідно зазначити, що на межі R часи заломлених хвиль збігаються із часами приходу відповідних хвиль, що поширюються вздовж межі через те, що саме на межі заломлена хвиля збуджується цією хвилею. Виходячи із цього, якщо через $t_1(x, z)$ і $t_2(x, z)$ визначити поля часів заломлених хвиль, то рівняння (17.11) матиме вигляд

$$t_{1R}(x, z) + t_{2R}(x, z) = T. \quad (17.12)$$

Значення часу t_1 і t_2 взято на межі R – про це свідчить індекс $R(t_{1R}, t_{2R})$.

Ґрунтуючись на зазначеному вище, побудову заломлювальної межі виконують таким чином.

Спочатку будують поля часів або ж заломлених хвиль за заданими географіями Γ_1 і Γ_2 (рис. 17.11, б). Далі знаходять точки перетину ізохрон t_1 і t_2 двох полів, які в сумі дорівнюють взаємному часу T , як визначено рівнянням (17.12). Поєднуючи ці точки між собою, отримують положення заломлювальної межі R . Ця межа не має виходити за обмежувальні промені.

Відстань між сусідніми точками перетину ізохрон

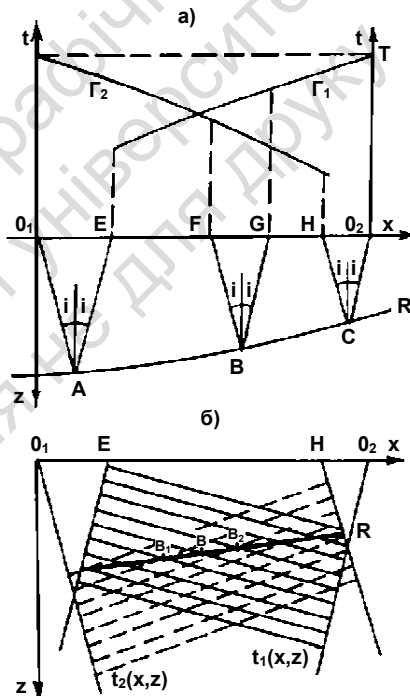


Рис. 17.11. Побудова заломлюючої межі способом полів часу
а – променева схема; б – поля часу

t_1 і t_2 , виміряна вздовж заломлювальної межі $R(B_1B$ і $BB_2)$ (рис. 17.11, б), визначає граничну швидкість v_r уздовж цієї межі. Гранична швидкість v_r може змінюватись уздовж межі – це буде відбиватися у зміні довжин відрізків між сусідніми точками перетину ізохрон.

17.5.1.2. Спосіб t_0' . Різницевий годограф

Цей наближений спосіб застосовується, коли покривна товща характеризується постійною середньою швидкістю $v_{\text{сеп}}$. Він гру-

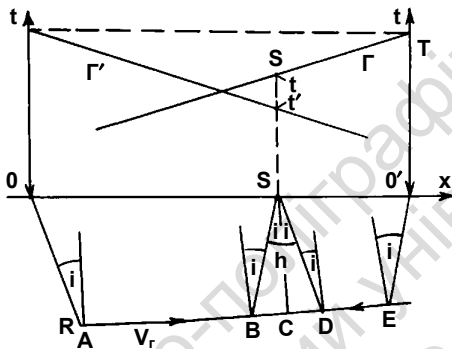


Рис. 17.12. Побудова заломлюючої межі способом t_0' – до виведення основного рівняння

(рис. 17.12), де час дорівнює T .

У точці S глибина по нормалі до заломлювальної межі дорівнює h . Часи t та t' пробігу вздовж променів $OABS$ і $O'EDS$ дорівнюють

$$t = t_{OAB} + t_{BS}, \quad t' = t_{O'ED} + t_{DS}. \quad (17.13)$$

Взаємний час T дорівнює

$$T = t_{OAB} + t_{BD} + t_{O'ED}. \quad (17.14)$$

Із наведених співвідношень визначимо

$$t + t' - T = t_{OAB} + t_{BS} + t_{O'ED} + t_{DS} - t_{OAB} - t_{BD} - t_{O'ED}. \quad (17.15)$$

нтується на трьох припущеннях: 1) заломлювальна межа не надто деформована, тобто радіус її кривизни значно перевищує глибину її залягання; 2) відсутні стрибкоподібні зміни граничної швидкості; 3) відсутній ефект проникнення.

Розглянемо зустрічні годографи Γ і Γ' , пов'язані у взаємних точках O та O'

Після скорочення отримаємо

$$t + t' - T = t_{BS} + t_{DS} - t_{BD}. \quad (17.16)$$

Із точки S опустимо перпендикуляр $SC = h$ на межу R . За умови, що R на відрізку BD плоска, $\angle BSC = \angle DSC = i$, маємо

$$t_{BS} = t_{DS} = \frac{h}{v_{\text{сеп}} \cos i}; \quad t_{BD} = 2t_{DC} = \frac{2ht \operatorname{tg} i}{v_r}, \quad (17.17)$$

або беручи до уваги, що

$$v_r = \frac{v_{\text{сеп}}}{\sin i},$$

$$t_{BD} = 2t_{DC} = \frac{2h \sin^2 i}{v_{\text{сеп}} \cos i}. \quad (17.18)$$

З урахуванням цих перетворень

$$t + t' - T = 2 \frac{h}{v_{\text{сеп}} \cos i} - \frac{2h \sin^2 i}{v_{\text{сеп}} \cos i} = \frac{2h}{v_{\text{сеп}} \cos i} [1 - \sin^2 i] = \frac{2h \cos i}{v_{\text{сеп}}}. \quad (17.19)$$

Але вираз $\frac{2h \cos i}{v_{\text{сеп}}}$, це $-t'_0$ – час у перетині продовження годографа головної хвилі з віссю часу t . Тому

$$t + t' - T = t'_0. \quad (17.21)$$

Таким чином, якщо на деякій ділянці профілю маємо зустрічні годографи, які пов'язані у взаємних точках із часом T , то в будь-якій точці S цієї ділянки можна визначити величину t'_0 .

Луна-глибина до заломлювальної межі дорівнює

$$h = kt'_0 = k(t + t' - T), \quad (17.21)$$

$$\text{де } k = \frac{v_{\text{сеп}}}{\cos i} = \frac{v_{\text{сеп}} - v_r}{2\sqrt{v_r^2 - v_{\text{сеп}}^2}}.$$

Для визначення k побудуємо різницьвий годограф (рис. 17.13)

$$\theta(x) = t_1(x) + [T - t_2(x)]. \quad (17.22)$$

Його кутовий коефіцієнт $\frac{\Delta\theta}{\Delta x}$ з урахуванням формули

$$v^* = \frac{v_0}{\sin i} = \frac{v_0}{\sin(i \pm \varphi)}, \quad (17.23)$$

для позірних швидкостей v^* матиме такий вигляд:

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta x} = v^* + v'^* = \frac{\sin(i + \varphi)}{v_{\text{ср}}} = \frac{\sin(i - \varphi)}{v_{\text{ср}}} = \frac{2 \cos \varphi}{v_r}. \quad (17.24)$$

Із цього співвідношення визначаємо v_r за наближеною формулою

$$v_r = 2 \frac{\Delta x}{\Delta\theta}. \quad (17.25)$$

Ця формула строго справедлива для горизонтальних меж.

Якщо v_r змінюється вздовж профілю, то різницевий годограф матиме криволінійну форму. У цьому випадку швидкість v_r треба

обчислювати за кутовим коефіцієнтом дотичної до цього годографа. Розглянемо спосіб t_0 побудови заломлювальних меж. Нехай ми маємо зустрічні годографи $\Gamma_1[t_1(x)]$ і $\Gamma_2[t_2(x)]$ на ділянці FG профілю. Побудуємо спочатку лінію $t'_0(x)$.

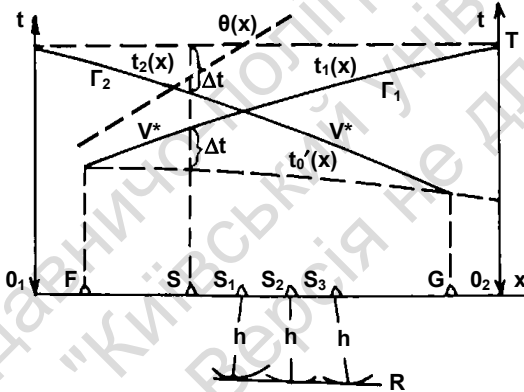


Рис. 17.13. Побудова заломлювальної межі способом t'_0 і визначення граничних швидкостей

Із цією метою співвідношення $t + t' - T = t'_0$ представимо у вигляді $t'_0(x) = t_1(x) - [T - t_2(x)]$ та, визначивши на рис. 17.13 у довільній точці S за допомогою вимірювача різницю

$\Delta t(x) = T - t_2(x)$, відкладаємо її донизу від годографа $\Gamma_1[t_1(x)]$. Виконавши таким чином побудови для низки точок спостереження та з'єднавши їх між собою, отримаємо криву t'_0 . Глибина до заломлювальної межі під кожною із точок обчислюється за формулою

$$h = \frac{v_{\text{ср}} t'_0}{2 \cos i}. \quad (17.26)$$

Далі із точок $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n$ спостереження, в яких визначено значення $h_1, h_2, h_3, \dots, h_n$, проводять кола відповідними (h_i) радіусами. Огинаюча сімейства побудованих таким чином кіл визначить положення заломлювальної межі R .

17.5.1.3. Побудова заломлювальних меж за непоздовжніми годографами

Припустимо, що на непоздовжньому профілі AB , що перетинає основний профіль у точці D під прямим кутом (рис. 17.14, а), побудовано годограф $t = t(y)$, отриманий при збудженні коливань у пункті вибуху O , розташованому на основному профілі (рис. 17.14, б). Зазначимо, що y – це відстань точок спостереження S від точки D .

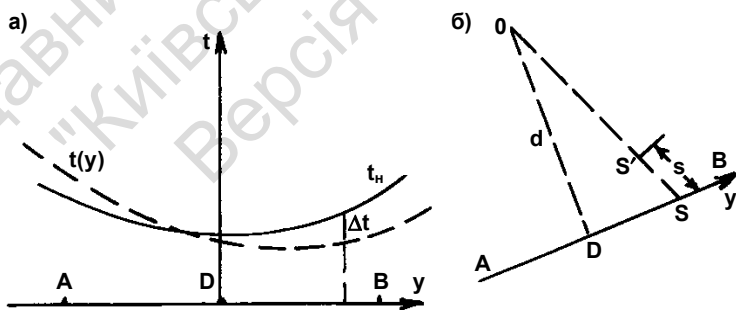


Рис. 17.14. Обробка непоздовжнього годографа заломленої хвилі: а – непоздовжній годограф; б – визначення сейсмічного знесення точки D

За горизонтальної заломлювальної межі при постійних значеннях v_r і $v_{сep}$ рівняння годографа вздовж профілю AB можна записати у вигляді

$$t_n = t_D + \frac{d}{v_r} \left[\sqrt{1 + \frac{y^2}{d^2}} - 1 \right], \quad (17.27)$$

де t_D – час приходу заломленої хвилі у точку D ; d – відстань від джерела збудження до точки D .

Годограф, що визначається цим рівнянням (t_n), називається нормальним годографом. Він може бути розрахований, якщо відомі величини t_D , d і v_r . Порівнюючи спостережений (t) та нормальний (t_n) часи, отримуємо $\Delta t = t - t_n$. Величина Δt дозволяє наближено визначити відносні перевищення Δh заломлювальної межі вздовж лінії непоздовжнього профілю за формулою

$$\Delta h = \frac{V_{сep} \Delta t}{\cos i}, \quad (17.28)$$

де $v_{сep}$ – середня швидкість; i – критичний кут.

Таким чином, якщо відома глибина h_D заломлювальної межі в точці D , то глибина h у будь-якій точці непоздовжнього профілю визначається як

$$h = h_D + \Delta h. \quad (17.29)$$

Глибину h_D можна визначити з годографів, отриманих на основному профілі OD .

За великої глибини заломлювальної межі та за великих значень кута i слід урахувати сейсмічний знесення (рис. 17.14, б)

$$S'S \text{ (або } S) = h_s \operatorname{tg} i, \quad (17.30)$$

де h_s – глибина в точці S .

Необхідно зазначити, що побудова заломлювальної межі за непоздовжніми годографами припустима, якщо гранична швидкість v_r не зазнає великих змін уздовж лінії профілю: зміна вели-

чини v_r може суттєво вплинути на результати. З огляду на це, такий прийом придатний лише при вивченні структур, що мають достатньо велику амплітуду.

Запитання для самоконтролю

1. Що таке сейсмічне знесення та яка його роль у формуванні хвильової картини часового розрізу?
2. Яким чином ураховують ефект рефракції заломленої хвилі при побудові відповідної сейсмічної границі?
3. У чому перевага та обмеження способу t_0 побудови межі порівняно із способом полів часу?
4. Як будується межа способом полів часу?
5. Як будується межа способом еліпсів?
6. Як будується межа способом засічок?
7. Які способи побудов заломлювальних меж за поздовжніми годографами ви знаєте? Проаналізуйте кожний з них.
8. Який із способів побудови відбивної межі за поздовжнім годографом придатний лише для плоскої межі?
9. Що таке сейсмічна міграція?

ЦИФРОВА ОБРОБКА СЕЙСМІЧНИХ ДАНИХ

18.1. ЗАГАЛЬНИЙ ОГЛЯД

У процесі проведення польових сейсмічних досліджень одержують великі масиви сейсмічної інформації, ручна обробка яких просто неможлива. Тому бурхливий розвиток методів цифрової обробки і застосування їх до великих масивів сейсмічної інформації були продиктовані не лише пошуком методів продуктивної їхньої обробки, але й пошуком ефективних засобів виокремлення корисних сигналів на тлі завад і підвищенням якості інтерпретації сейсмічних даних. Цьому сприяли і перехід до цифрової реєстрації, і створення комп'ютеризованих сейсмічних станцій. Основним результатом польових сейсмічних спостережень є запис сейсмограм або віброграм, які по суті являють собою записи зміни в часі амплітуд вихідних сигналів, зареєстрованих сейсмоприймачами з моменту збурення хвилі на поверхні Землі. Це означає, що реєстрація хвильового сейсмічного поля здійснюється у часовій області, де незалежною змінною є час. Записи, зареєстровані на сейсмограмі, можна розглядати як деякі часові послідовності.

18.2. СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ

При обробці сейсмічної інформації виникає необхідність розглядати сейсмічну хвилю як результат суперпозиції множини синусоїдальних хвиль, які розрізняються за частотою, амплітудою і фазою. Відповідні амплітуди і фази вважаються функціями частоти. У цьому випадку аналіз сейсмічних даних здійснюється у частотній області.

В основі цифрової обробки сейсмічних даних лежить теорія інформації, яка забезпечує обґрунтування методів аналізу часових послідовностей. Під часовою послідовністю розуміють послідовність спостережень хвильового поля, яка повторюється з певним часовим інтервалом. Аналіз часових послідовностей полягає у виокремленні корисного сигналу на тлі шумів і завад і наступному вивченні часових закономірностей між виділеними корисними сигналами. У процесі аналізу часових послідовностей застосовують такі методи спектрального аналізу сигналів, як перетворення Фур'є, кореляційний аналіз, операція згортки або фільтрація. За допомогою перетворення Фур'є сейсмічний інформація трансформується із часової області в частотну і навпаки. Операція згортки сейсмічних сигналів дозволяє завдяки використанню вагової функції заміщувати елемент вхідного сигналу вихідним. Згортка є математичним еквівалентом фільтрації, яка спостерігається при розповсюдженні сейсмічної хвилі у надрах Землі, унаслідок якої сейсмічний сигнал збіднюється високочастотними гармоніками. Обмеження при дискретизації й відновленні сейсмічного сигналу, які вимагають, щоб у спектрі сигналу не було компонент із частотою вище половини частоти дискретизації, пояснюються з позицій операції згортки. Іноді небажані ефекти фільтрації можна усунути шляхом застосування операції деконволюції. Кореляційний аналіз дозволяє кількісно оцінити ступінь подібності між двома вибірками даних. Спрощене застосування кореляційного аналізу зводиться до оцінки часового зсуву між каналами, за якого досягається максимальна схожість даних. Кореляція є одним із потужних засобів виділення коротких сигналів відомої форми із хвильового пакету, що застосовується, наприклад, при обробці вібрисейсм. Застосування автокореляції забезпечує кількісну оцінку ступеня повторюваності даних, через те що послідовність даних корелюється сама із собою.

Для покращання відношення корисний сигнал/завада застосовуються різні методи деконволюції: детермінована зворотна фільтрація, рекурсивна фільтрація, мінімально-квадратична фільтрація (фільтр Вінера) та ін. Цифрова обробка включає певну послідовність процедур: аналіз швидкостей, визначення статичних і кінематичних поправок, підсумовування, аналіз форми сигналу

джерела, деконволюцію і міграцію. Процедури підсумовування і фільтрація за позірними швидкостями також допомагають покращити відношення корисний сигнал/завада.

18.2.1. Фіктивні та реальні сигнали. Дельта-функція Дірака

Функція $f(t)$, яка характеризує зміну в часі деякої фізичної величини, є дійсною, неперервною і обмеженою в часі. Але для аналізу сигналів вводяться деякі фіктивні математичні функції, які мають дуже корисні властивості. Серед цих функцій найбільш важливими є гармонічна комплексна функція $e^{j\omega t}$, яка змінюється від $-\infty$ до ∞ , і дельта-функція Дірака $\delta(t)$, що має нескінченно малу тривалість і нескінченно велику амплітуду при t й одиничну площу. Важливою є також ступенева функція Хевісайда $H(t)$, яка являє собою одиничний стрибок сигналу при $t = 0$.

Функція Дірака $\delta(t)$ згідно з означенням має такі властивості:

$$\delta(t) = 0, \quad t \neq 0, \quad \delta(t) = \infty, \quad t = 0$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1; \quad (18.1)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) \delta(t) dt = f(0).$$

Введена таким чином дельта-функція Дірака не є функцією в загально прийнятому розумінні, а є лише точним відображенням функціональних властивостей (18.1). Слід пам'ятати, що дельта-функція Дірака має сенс лише як частина підінтегрального виразу і не має самостійного значення. Вона є прикладом узагальненої або сингулярної функції й застосовується для аналізу фізичних величин лише в тих випадках, коли ті не можуть бути представлені за допомогою звичайних функцій.

Якщо особливість спостерігається при $t = t'$, то дельта-функцію Дірака можна записати у вигляді $\delta(t - t')$, а її рівняння матиме такий вигляд:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)\delta(t - t')dt = f(t'). \quad (18.2)$$

Проте іноді дельта-функцію Дірака подають за допомогою границі деякої функції, яка має помітну величину лише в малій околиці біля початку координат, де ця функція має явно виражений максимум і інтеграл, від якої залишається рівним одиниці. Наприклад, $\delta(x)$ може бути задана таким чином:

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + x^2}, \quad (18.3)$$

де вираз задовольняє вимоги до функції Дірака, якщо ε прямує до нуля з боку додатних значень. Дійсно, максимум цього виразу, який дорівнює $1/\pi\varepsilon$, прямує при цьому до нескінченності, а ширина кривої на половині її висоти дорівнює 2ε і прямує до нуля. Водночас площа

$$S = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2dx}{\varepsilon^2 + x^2} \quad (18.4)$$

залишається постійною. Покладемо $y = \frac{x}{\varepsilon}$, тоді

$$S = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{1 + y^2} = \frac{1}{\pi} [\arctg y]_{-\infty}^{\infty} = 1. \quad (18.5)$$

Існує такий зв'язок між гармонічними функціями і функцією Дірака. Функцію Дірака одержують у результаті додавання нескінченного числа гармонічних сигналів одиначної амплітуди

$$\delta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\omega. \quad (18.6)$$

Використання вхідного сигналу у вигляді функції Дірака еквівалентно подачі одночасно цілого ансамблю гармонічних функцій із частотами від $-\infty$ до ∞ .

Щодо сейсміки, функція Дірака являє собою короткий імпульс, тривалість якого значно менше постійної часу системи.

За допомогою δ -функції легко записати деякі інші функції, які мають велике значення. Важливим прикладом може служити одинична функція Хевісайда

$$H(t) = \int_{-\infty}^t \delta(t) dt, \quad (18.7)$$

яка задовольняє такі умови:

$$H(t) = 0, \text{ якщо } t < 0,$$

$$H(t) = 1, \text{ якщо } t > 0.$$

Таким чином, $H(t)$ – це розривна функція, яка має стрибок при $t = 0$. Її графік ("сходишка") зображено на рис. 18.1.

Із функцією $H(t)$ тісно пов'язана функція $\text{sign } x$, яку можна визначити так:

$$\text{sign } x = \frac{x}{|x|}. \quad (18.8)$$

Функція задовольняє такі умови:

$$\text{sign } x = -1, \text{ якщо } x < 0;$$

$$\text{sign } x = +1, \text{ якщо } x > 0.$$

Таким чином, вона показує знак числа x . Можна легко переконатися в справедливості співвідношення:

$$\text{sign } x = 2H(x) - 1. \quad (18.9)$$

Гребінчаста функція $\text{comb}(t)$ являє собою ряд рівновіддалених дельта-функцій Дірака, причому ряд зазвичай вважається нескінченним

$$\text{comb}(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta[t - n\Delta], \quad (18.10)$$

де n – ціле число; Δ – фіксований часовий інтервал.

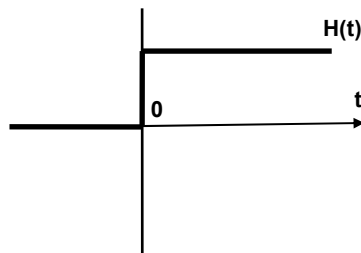


Рис. 18.1. Графік функції $H(t)$

Якщо деяку функцію $g(t)$ перемножити на $\text{comb}(t)$, то ми перетворимо неперервну функцію відліків у дискретну послідовність відліків, узятих із кроком Δ .

Можна довести, що дельта-функція Дірака пов'язана із функцією $\sin \omega t / \pi t$ таким співвідношенням:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\sin \omega t}{\pi t} = \delta(t). \quad (18.11)$$

Дельта-функцію можна розглядати як просторову функцію. Тоді під функцією $\delta(x, y, z)$ слід розуміти функцію, яка дорівнює нулеві всюди зовні початку координат і нескінченності в точці $(0; 0; 0)$. Інтеграл від неї по всьому простору дорівнює одиниці. Зокрема, такі умови задовольняє функція

$$\delta(x, y, z) = \delta(x)\delta(y)\delta(z). \quad (18.12)$$

18.2.2. Спектральний аналіз аналогових сейсмічних сигналів

Сейсмічні сигнали являють собою зміну в часі (вимірювану від моменту збурення хвилі) амплітуд вихідних сигналів, що реєструються приймачами. Характер зв'язку між часовою послідовністю сигналів дозволяє робити певні висновки щодо будови і пружних властивостей геологічного середовища. Аналіз часових послідовностей полягає у виокремленні корисного сигналу на тлі випадкових шумів і завад і в подальшому вивченні статистичного розподілу часових закономірностей між виокремленими корисними сигналами. За такого аналізу зазвичай використовують інтеграли Фур'є, функції взаємної кореляції й автокореляції, енергетичні спектри, операції згортки і фільтрації. Аналоговий сигнал – це неперервна функція часової й просторової змінної.

Ідея представлення сигналів і стаціонарних лінійних операторів у частотній області відіграє важливу роль у сучасній сейсмо-розвідці. У 1807 р. французький фізик і математик Жозеф Фур'є вперше висловив припущення, що будь-який сигнал (функція), визначений на кінцевому інтервалі, може бути представлений у

вигляді нескінченної суми синусоїдальних (гармонічних) складових із кратними частотами.

Інтегральна формула Фур'є може бути представлена як розв'язання функції $f(t)$, заданої на нескінченній прямій, у суцільний спектр гармонік:

$$f(t) = \int_0^{\infty} [A(\omega) \cos \omega t + B(\omega) \sin \omega t] d\omega, \quad (18.13)$$

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad (18.14)$$

$$B(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \sin \omega \tau d\tau. \quad (18.15)$$

У комплексній формі інтегральна формула перетворення Фур'є має вигляд

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) e^{i\omega(t-\tau)} d\tau, \quad (18.16)$$

формула (18.16) еквівалентна парі перетворень:

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (18.17)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (18.18)$$

Функція $G(\omega)$ називають *прямим інтегральним перетворенням Фур'є* або *спектральною характеристикою функції $f(t)$* , а (18.18) – *зворотним перетворенням Фур'є*. Якщо виокремити дійсну $A(\omega)$ і уявну $B(\omega)$ частини комплексного спектра $G(\omega)$

$$G(\omega) = A(\omega) - iB(\omega) = |G(\omega)| e^{i\phi(\omega)}, \quad (18.19)$$

то можна знайти амплітуду $|G(\omega)|$ і фазову складові спектра:

$$|G(\omega)| = \sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)}, \quad (18.20)$$

$$\phi(\omega) = \operatorname{arctg} \frac{B(\omega)}{A(\omega)}. \quad (18.21)$$

Функцію $\phi(\omega)$ іноді називають *спектром запізнювання*. Функції $f(t)$ і $G(\omega)$ утворюють пару інтегральних перетворень, а їхня взаємність позначається як

$$f(t) \leftrightarrow G(\omega). \quad (18.22)$$

На відміну від звичайного перетворення координат, перетворення Фур'є виражає не взаємно однозначну точкову відпо-

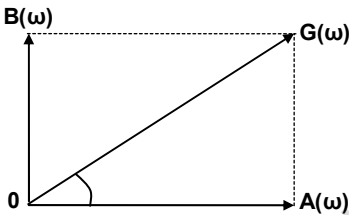


Рис. 18.2. Графічне зображення складових спектра $G(\omega)$

відність двох областей зображень, а тільки відповідність між кривими. Формули можна застосувати для будь-яких видів функцій $f(t)$ і $G(\omega)$.

Оскільки $G(\omega)$ належить до одиничного частотного інтервалу, то ця величина і називається *спектральною щільністю*, або *амплітудною спектральною*

щільністю у випадку $|G(\omega)|$.

Головні властивості перетворення Фур'є:

1) оператор Фур'є є лінійним оператором, тому справедлива теорема лінійності, згідно з якою виконуються умови

$$kf(t) \leftrightarrow kG(\omega), \quad (18.23)$$

$$k_1 f_1(t) + k_2 f_2(t) \leftrightarrow k_1 G_1(\omega) + k_2 G_2(\omega); \quad (18.24)$$

2) запізнення функції в часі на величину τ змінює лише лінійну складову її фазового спектра

$$f(t - \tau) \leftrightarrow G(\omega)e^{-i\omega\tau}; \quad (18.25)$$

3) згідно з теоремою подібності, якщо змінити масштаб часу в m разів, то спектральна характеристика і масштаб частоти змінюється в $1/m$ разів

$$f(mt) \leftrightarrow \frac{1}{m} G(\omega/m); \quad (18.26)$$

4) спектральна характеристика похідної функції $f(t)$ дорівнює добутку характеристики функції на величину $i\omega$

$$\frac{d[f(t)]}{dt} \leftrightarrow (i\omega)G(\omega) \quad (18.27)$$

Похідна функції підкреслює високочастотні складові спектра відносно низькочастотних і знищує усі складові з нульовою частотою. Додатково з'являється зсув фаз на $\pi/2$ для усіх компонент. Оперуючи похідною n -го порядку, одержуємо

$$\frac{d^n [f(t)]}{dt^n} \leftrightarrow (i\omega)^n G(\omega); \quad (18.28)$$

5) спектральна характеристика для невизначеного інтеграла від функції $f(t)$ дорівнює добутку спектральної характеристики функції на величину $(i\omega)^{-1}$

$$\int f(t)dt \leftrightarrow (i\omega)^{-1} f(\omega); \quad (18.29)$$

6) згідно з теоремою про симетрію, якщо

$$f(t) \leftrightarrow G(\omega), \text{ то } G(\pm\omega) \leftrightarrow 2\pi f(\mp t); \quad (18.30)$$

7) інтеграли типу

$$f_1(t) * f_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau)f_2(t-\tau)d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t-\tau)f_2(\tau)d\tau \quad (18.31)$$

або

$$f_1(\tau) * f_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(\tau-t)dt = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau-t)f_2(t)dt \quad (18.32)$$

називають *згорткою*. Праві частини, які одержані перестановкою $(t-\tau)$ замість τ у співвідношенні (18.31) і $(\tau-t)$ замість t у (18.32), характеризують дію закону комутативності. Легко показати, що операція згортки задовольняє закон комбінації й розподілу. Інтеграл, який виражає згортку, відповідає інтегралу Дюамеля. Функцію в підінтегральному виразі можна записати через її Фур'є-перетворення

$$f_1(t) * f_2(t) \leftrightarrow G_1(\omega)G_2(\omega). \quad (18.33)$$

Отже, спектральна характеристика згортки дорівнює добутку спектральних характеристик її функцій. Спектр добутку двох функцій дорівнює згортці їхніх спектрів

$$f_1(t)f_2(t) \leftrightarrow G_1(\omega) * G_2(\omega). \quad (18.34)$$

18.2.3. Спектральний аналіз дискретних сигналів

Дискретний сигнал – це довільна функція $f[n]$, яка являє собою деяку послідовність дійсних і комплексних чисел, визначену при всіх цілочислових значеннях n . Неперервна функція часу $f(t)$ дискретизується з рівним інтервалом Δ секунд або неперервна просторова функція $g(s)$, яка дискретизується з рівномірним інтервалом s метрів, будуть відповідно породжувати дискретні послідовності $f[n] = f(n\Delta)$ і $g[n] = g(ns)$. Зауважимо, що для розрізнення позначень неперервних і дискретних функцій використовується відповідно круглі $()$ і квадратні дужки $[]$. Круглі дужки – це відрізки гладкої неперервної лінії, тоді як кожна квадратна дужка утворена із трьох окремих – дискретних – відрізків прямої лінії. Використання цих символів дозволяє уникнути невизначеності між неперервними і дискретними функціями, які позначаються однаковими буквеними символами.

Неперервний або дискретний сигнал, величина якого при будь-якому значенні t або просторової змінної s може приймати не континуум, а лише деяке кінцеве число значень, називають цифровим сигналом. На практиці дискретні сигнали це, як правило, і цифрові сигнали. Для формування цифрових відліків сигналів (квантування) застосовуються аналогово-цифрові перетворювачі, а для збереження значень даних у цифрових обчислювальних машинах використовують регістри з кінцевою довжиною слова.

Таким чином, до цифрових сигналів відносять сигнали, які дискретизовані в часі й за рівнем (квантовані).

Незважаючи на відносну простоту переходу від неперервної до дискретної форми сигналу, при переході до частотного подання виникають ускладнення: замість одного спектра вихідної

неперервної функції з'являється множина спектрів, що може ускладнити обробку інформації, виникає необхідність у визначенні умов, за яких можливе відновлення вихідного неперервного сигналу за його відліками.

При дискретизації функції $f(t)$ з постійним кроком Δ ми одержимо послідовність значень $f(n\Delta t)$. Дискретну функцію $f(t)$ можна розглядати як добуток $f(t)$ і гребінчастої функції з періодом Δ

$$f[t] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n\Delta)\delta(t - n\Delta). \quad (18.35)$$

Хоч гребінчата функція визначена в інтервалі від $-\infty$ до ∞ , підсумовування здійснюється на інтервалі, де $f(t) = \pm 0$.

Покажемо, що дійсно при переході від вихідної функції $f(t)$ до дискретизованої функції $f[t]$ кардинальним чином змінюється її спектральне подання.

Дійсно, деяку періодичну функцію $f[t]$ можна розвинути в ряд Фур'є

$$f[t] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{in\omega_0 t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{in\frac{2\pi}{\Delta} t}, \quad (18.36)$$

де замість позначення періоду T взято позначення Δ .

Спектр дельта-функції Дірака визначається співвідношенням

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \delta(t - T) dt. \quad (18.37)$$

При значеннях $t = T$ функція $\delta(t - T) = 0$, але при $t = T$ вона не дорівнює нулеві. Ураховуючи це, можна розглядати вузький інтервал часу в околиці точки $t = T$ і взяти $e^{i\omega t} = e^{-i\omega T}$ і винести цей множник за знак інтеграла. Згідно з означенням дельта-функції Дірака

$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - T) dt = 1$, тоді (18.37) можна записати в такому вигляді:

$$G(\omega) = e^{-i\omega T}. \quad (18.38)$$

Таким чином, модуль спектра дельта-функції Дірака дорівнює одиниці. Ця функція має суцільний спектр, який змінюється від

$-\infty$ до ∞ , а спектральна щільність дельта-функції Дірака залишається незмінною. Коефіцієнт F_n розвинення в ряд Фур'є періодичної функції, яка повторюється з періодом Δ , дорівнює

$$F_n = \frac{1}{\Delta} S(\omega). \quad (18.39)$$

Ураховуючи (18.39), для ряду Фур'є (18.36) беремо $F_n = 1/\Delta$. Цей коефіцієнт, який при заданому інтервалі дискретизації є постійним, можна у виразі (18.36) винести за знак суми і тоді одержимо:

$$f[t] = \frac{1}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{ik \frac{2\pi}{\Delta} t}. \quad (18.40)$$

Спектральна щільність вихідної функції $f(t)$

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (18.41)$$

Спектральна щільність вихідної функції $G[\omega]$ функції $f[t]$ може бути представлена, якщо взяти до уваги (18.41), у такому вигляді:

$$G[\omega] = \int_{n=-\infty}^{\infty} f(t) \frac{1}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in \frac{2\pi}{\Delta} t} e^{-i\omega t} dt. \quad (18.42)$$

або

$$G[\omega] = \frac{1}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i(\omega - n \frac{2\pi}{\Delta})t} dt, \quad (18.43)$$

де

$$G[\omega] = \frac{1}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i(\omega - n \frac{2\pi}{\Delta})t} dt.$$

Отже, приходимо до висновку, що

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i(\omega - n \frac{2\pi}{\Delta})t} dt = G(\omega - n \frac{2\pi}{\Delta}). \quad (18.44)$$

Формула (18.44) вказує на зв'язок між спектром дискретизованої функції $G[\omega]$ і вихідним спектром $G[\omega]$ неперервної функції.

При $n = 0$ спектр дискретної функції дорівнює

$$G[\omega] = \Delta^{-1}G(\omega), \quad (18.45)$$

а при зміні n від $-\infty$ до $+\infty$ спектри дискретизованого сигналу періодично повторюються із зміщенням на осі частот на $n(2\pi / \Delta)$. Розмірність $G[\omega]$ відрізняється від розмірності $G(\omega)$, оскільки Δ вимірюється в одиницях часу.

При проведенні дискретизації відкидаються значення $f(t)$ між точками відліків i , відповідно, це призводить до втрати інформації. Але теорема відліків установлює, що $f(t)$ можна точно відновити по величині відліків за умови, що $f(t)$ не має частот вище частоти Найквіста. Частота дискретизації – це число точок, в яких беруться відліки в одиниці часу або на одиниці відстані. Якщо частота дискретизації 500 Гц, тобто 500 відліків у секунду (відліки беруться через 2 мс інтервал дискретизації), то дискретизація зберігає всі частоти в кодованому сигналі до 250 Гц. Ця частота становить половину частоти дискретизації, яка називається *частотою Найквіста* f_n , а частотний діапазон від нуля до f_n становить інтервал Найквіста. Таким чином одержуємо

$$f_n = \frac{1}{2\Delta}. \quad (18.46)$$

З математичного запису теореми відліків у часовій області випливає, що за допомогою розвинення функцій $f(t)$ в ряд Котельникова

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n\Delta) \operatorname{sinc}([t - n\Delta]), \quad (18.47)$$

де

$$\operatorname{sinc} = \frac{\sin \omega^* [t - n\Delta]}{\omega^* [t - n\Delta]}, \quad \omega^* = \frac{\pi}{\Delta},$$

дійсний сигнал з обмеженим спектром може точно бути відновленим за нескінченним числом відомих часових відліків для усіх значень t , а не тільки в моменти часу, для яких беруться відліки.

18.2.4. Дискретне перетворення Фур'є

Дискретне перетворення Фур'є широко застосовується у сейсмо-розвідці з метою представлення інформації. До особливостей дискретного ряду Фур'є належать пряме і зворотне перетворення.

Пряме дискретне перетворення Фур'є виконується з послідовністю дискретних величин кінцевої тривалості. У результаті одержуємо також дискретну послідовність величин кінцевої тривалості, які дають частотно-спектральні уявлення зазначеної вихідної послідовності. Використовуються такі формули:

прямого дискретного перетворення Фур'є

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-i \frac{2\pi}{N} kn} \quad (18.48)$$

і зворотного дискретного перетворення Фур'є

$$x[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X[k] e^{i \frac{2\pi}{N} kn}. \quad (18.49)$$

У першому випадку $0 \leq k \leq N-1$, а в другому – $0 \leq n \leq N-1$. Вважається, що при інших значеннях k і n відповідно $X[k]=0$ і $x[n]=0$.

Для скорочення запису введемо позначення

$$W_N = e^{-i \frac{2\pi}{N}}, \quad (18.50)$$

тоді формули (18.48) і (18.49) відповідно набувають вигляду

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{kn}, \quad 0 \leq k \leq N-1, \quad (18.51)$$

$$x[n] = \sum_{k=0}^{N-1} X[k] W_N^{-kn}, \quad 0 \leq n \leq N-1. \quad (18.52)$$

Величина $x[n]$ являє собою заданий часовий ряд і має вигляд: $x[1], x[2], \dots, x[N-1]$, тобто цей ряд представлено $(N-1)$ відліками через рівні інтервали.

18.2.5. Швидке перетворення Фур'є

Прямий метод обчислення N – точкового дискретного Фур'є-перетворення вимагає N^2 операцій множення, тобто N операцій множення для кожного із N значень частоти $\omega_0, \omega_1, \dots, \omega_{N-1}$. Оскільки об'єм обчислень i , відповідно, машинний час пропорційний N , кількість обчислень (i час), необхідна для обчислення швидкого перетворення Фур'є прямим методом, зростає за великих значень N .

Швидке перетворення Фур'є зменшує кількість операцій з N^2 до $N \log_2 N$, де N – показник ступеня числа 2. Наприклад, $\log_2 1024 = 10$, що дає великий вииграш у часі. Основний принцип обчислення полягає в заміні обчислення швидкого перетворення Фур'є послідовності $x[0], x[1], \dots, x[N-1]$ довжиною N на обчислення дискретних перетворень Фур'є, об'єм яких послідовно зменшується. Наприклад, можна обчислити N -точкове дискретне перетворення Фур'є, об'єднавши два $N/2$ -точкових дискретних перетворень. У свою чергу $N/2$ -точкових дискретних перетворень Фур'є можна обчислити, об'єднавши два $N/4$ -точкових дискретних перетворень Фур'є і т. д. Перетворення Фур'є повної послідовності знаходять шляхом додавання сум попарно з послідовним додаванням пар сум попарно і т. д. Такий спосіб обчислення дискретного перетворення Фур'є може скласти враження дуже дивного, але насправді це найбільш природний спосіб швидкого перетворення Фур'є. Існують багато шляхів пояснення того, що в дійсності відбувається при швидкому перетворенні Фур'є. До пояснення можна залучити ряди Фур'є, теорію матриць, теорію чисел, багатовимірні перетворення, схематичне зображення та ін.

Розглянемо суть принципу швидкого дискретного перетворення Фур'є на прикладі методу децимації або розрідження. При цьому $x[n]$ беруться з прогалиною через один відлік. Таким чином одержують $N/2$ -точкову послідовність відліків для колишніх парних n і $N/2$ -точкову послідовність для колишніх непарних n . Введемо для перших із цих відліків позначення $x_1[n]$

, для других – позначення $x_2[n]$, а також пронумеруємо їх знову підряд у кожному випадку.

При цьому

$$x_1[n] = x[2n], \quad n = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1; \quad (18.53)$$

$$x_2[n] = x[2n + 1], \quad n = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (18.54)$$

Спочатку здійснюється розрідження однієї із $N/2$ -точкових послідовностей і одержання $N/4$ -точкових. Аналогічно здійснюється розрідження і другої із одержання $N/2$ -точкових послідовностей.

Якщо переписати формулу дискретного перетворення Фур'є N -точкової послідовності у формі

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{nk}, \quad k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (18.55)$$

де так званий обертальний множник

$$W_n = e^{-i \frac{2\pi}{N}}. \quad (18.56)$$

Аналогічно, одну і другу із $N/2$ -точкових послідовностей визначаються дискретним перетворенням таким чином:

$$X_1[k] = \sum_{n=0}^{\frac{N}{2}-1} x_1[n] W_{N/2}^{nk}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1; \quad (18.57)$$

$$X_2[k] = \sum_{n=0}^{\frac{N}{2}-1} x_2[n] W_{N/2}^{nk}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1; \quad (18.58)$$

де

$$W_{N/2} = e^{-i \frac{2\pi}{N/2}}. \quad (18.59)$$

Ураховуючи (18.56) і (18.59), знаходимо

$$W_{N/2}^{nk} = W_N^{2nk}, \quad (18.60)$$

і приводимо вирази $X_1(k)$ і $X_2(k)$ до такого вигляду:

$$X_1[k] = \sum_{n=0}^{N/2-1} x_1[n] W_N^{2nk}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1; \quad (18.61)$$

$$X_2[k] = \sum_{n=0}^{N/2-1} x_2[n] W_N^{2nk}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (18.62)$$

Ураховуючи відліки при парних і непарних n , маємо

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N/2-1} x[2n] W_N^{2nk} + \sum_{n=0}^{N/2-1} x[2n+1] W_N^{(2n+1)k}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (18.63)$$

Її можна привести до такого вигляду:

$$X[k] = X_1[k] + W_N^k X_2[k], \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (18.64)$$

Формула (18.64) є основною формулою, яка використовується при виконанні швидкого перетворення Фур'є з розміщенням у часі. Ця формула дозволяє визначити $X[k]$ тільки для значень k

від 0 до $\frac{N}{2} - 1$. Для знаходження $X[k]$ при $k = \frac{N}{2}, \dots, N - 1$ формулу (18.64) можна представити в такому вигляді:

$$X[k] = X_1[k - \frac{N}{2}] + W_N^k X_2[k - \frac{N}{2}], \quad k = \frac{N}{2}, \dots, N - 1. \quad (18.65)$$

Для практичної реалізації швидкого перетворення Фур'є застосовується відомий алгоритм Кулі – Тюкі, для реалізації якого створені стандартні програми.

18.2.6. Перетворення Лапласа

Перетворення Лапласа тісно пов'язано з перетворенням Фур'є. Останнє існує тільки в тому випадку, коли перетворювальні функції є абсолютно інтегрованими.

Це означає, що функція $f(t)$ має спадати при $t \rightarrow \infty$ швидше, ніж $f(t) \rightarrow \frac{1}{t}$, а функція $G(\omega)$ має спадати при $\omega \rightarrow \infty$ швидше,

ніж $G(\omega) \rightarrow \frac{1}{\omega}$. Щоб обчислення, які ґрунтуються на Фур'є-перетворенні, приводили до практично реалізованих результатів, слід покласти нульові вихідні значення для всіх змінних ($t = -\infty$), а також значення для кінцевого стану системи. Тому звичайне інтегрування Фур'є не може бути виконано, якщо початкові й кінцеві значення функції відмінні від нуля. У такому випадку існують два методи розв'язку задач. У першому з них припускають, що початкові значення усіх функцій часу дорівнюють нулеві. Далі протягом короткого інтервалу часу функції набувають заданих значень, нарешті, при досягненні певного часу їхнього значення знову стають рівними нулеві. Таким чином, функції часу зрізують (їм надають нульові значення) при $t \leq -T$ і $t \geq T$. У другому методі припускають, що функція $f(t)$ "вминається" при $t = 0$, тобто $f(t) = 0$ при $t < 0$ і вводять нескінченно мале згасання $f(t) \rightarrow \lim_{\delta \rightarrow 0} f(t)e^{-\delta t}$, якщо $t > 0$.

Перетворення Лапласа є ні що інше, як комплексне Фур'є перетворення, яке повернуто на 90° у комплексній області. Розглянемо одиничну ступеневу функцію, яка задовольняє умови:

$$f(t) = \begin{cases} e^{-\delta t}, & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (18.66)$$

Фур'є – перетворення функції (18.66) має такий вигляд:

$$G(\omega) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} e^{-i\omega t} \alpha t = \frac{e^{-(\alpha + i\omega)t}}{-(\alpha + i\omega)} \Big|_0^{\infty}. \quad (18.67)$$

Підстановка верхньої й нижньої меж інтегрування дає в результаті

$$G(\omega) = \frac{1}{\delta + i\omega} = \frac{\delta}{\delta^2 + \omega^2} - i \frac{\omega}{\delta^2 + \omega^2}. \quad (18.68)$$

Тоді амплітудний і фазовий спектри функції можна виразити таким чином:

$$|G(\omega)| = \left(\frac{1}{\alpha^2 + \omega^2} \right)^{1/2}, \quad (18.69)$$

$$\vartheta(\omega) = -\arctg(\frac{\omega}{\delta}). \quad (18.70)$$

Для зручності введемо позначення

$$S = \delta + i\omega, \quad (18.71)$$

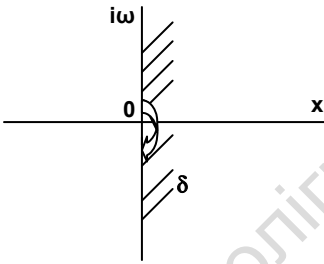
де δ – коефіцієнт збіжності, ω – кутова частота.

Тоді співвідношення (12.68) можна записати як

$$G(s) = \frac{1}{s}. \quad (18.72)$$

Функція $G(s)$ є аналітичною в деякій області, якщо сама функція та її похідні існують у даній області, крім точки, у якій

$s = 0$. Фур'є-перетворення визначено лише для додатних δ . Зміну s можна представити в комплексній s -площині (рис. 18.66 де він????).



Область, у межах якої функція $f(s)$ є аналітичною, показана штрихуванням.

Розглянутий вище приклад ілюструє спосіб інтегрування функцій, подібних функції одиничного стрибка, для яких перетворення Фур'є не визначено.

Для цього можна використовувати член $e^{-\delta t}$, у якого величина δ достатньо велика, щоб забезпечити абсолютну збіжність. Зміни амплітудного і фазового спектрів незначні:

$$G(\delta, \omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-(\delta+i\omega)t} dt, \quad (18.73)$$

або

$$G(s) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt. \quad (18.74)$$

Функція $G(s)$ називається перетворенням Лапласа функції $f(t)$. Зворотне перетворення Лапласа визначається як

$$f(t) = \left(\frac{1}{2\pi i} \right) \oint G(s) e^{st} ds, \quad (18.75)$$

або

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(s) e^{(\delta+i\omega)t} d\omega = \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\omega}^{\delta+i\omega} G(s) e^{st} dt, \quad (18.76)$$

де шлях інтегрування являє собою пряму, яка проходить правіше початку координат паралельно уявній осі так, що інтеграл збігається.

Слід зауважити, що за допомогою перетворення Лапласа (унаслідок зміни шляху інтегрування в комплексній області) можна представити функцію у вигляді нескінченної множини згасаючих або зростаючих синусоїд. Таке перетворення однобічне: інтегрування по t здійснюється від 0 до ∞ . Відновлення первісної функції (оригіналу) не залежить від величини поглинання, яке описується множителем $e^{-\delta t}$. З математичної точки зору зручно прийняти $\delta \rightarrow 0$, при цьому шлях інтегрування проходитиме на нескінченно малій відстані від уявної осі. Більшість теорем про перетворення Фур'є мають аналоги для перетворення Лапласа.

18.2.7. Лінійні системи

Лінійна система – неперервна або дискретна – це така система, яка має вхід і вихід, характеризується певним станом і для якої справедливий принцип суперпозиції. Отже, відгук деякої лінійної системи на суму двох лінійних вхідних сигналів буде просто сумою лінійних відгуків цієї системи на кожний вхідний сигнал. Лінійна система буде інваріантною в часі, якщо вхід $x(t)$ породжує вихід $y(t)$, а вхід $x(t-t_0)$ породжує вихід $y(t-t_0)$ за будь-якого часового (або просторового) зсуву t_0 .

Система називається *стаціонарною*, якщо один і той самий вхідний сигнал створює один і той же вихідний сигнал незалежно від часу надходження вхідного сигналу.

Щодо *сейсмоакустичних систем*, то їхнім входом є сукупність дій, обумовлених наявністю геологічного середовища. Впливом на реальне геологічне середовище може бути вибух або

удар, який формує пружний імпульс, а реакцією середовища – пружні коливання, які реєструються у точках приймання. При розповсюдженні сигналу в геологічному середовищі в процесі реєстрації та обробки він неодноразово підлягає перетворенням.

Таку сейсмоакустичну систему можна розглядати як *динамічну систему*. Ця система змінює свій стан за наявності певного зовнішнього впливу. Слід зауважити, що реальна динамічна сейсмоакустична система взагалі не є лінійною й її заміна лінійними математичними системами доцільна тільки в певних межах. Зокрема, лише при розповсюдженні пружних хвиль дуже малої амплітуди і за довжини хвилі, що в багато разів перевищує характерні розміри неоднорідностей, геологічне середовище в першому наближенні можна розглядати як стаціонарну лінійну динамічну сейсмоакустичну систему.

Моделювати поведінку лінійної системи можна за допомогою імпульсної характеристики $h(t)$, яка є відгуком системи на дельта-функцію Дірака. Подамо вхідний сигнал у такому вигляді:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) \delta(t - \tau) d\tau. \quad (18.77)$$

Оскільки система лінійна і стаціонарна, то на виході її має бути та ж сама комбінація запізнілих імпульсних відгуків

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) h(t - \tau) d\tau. \quad (18.78)$$

Отже, вихідний сигнал можна одержати шляхом згортки вхідного сигналу з імпульсним відгуком системи:

$$y(t) = x(t) * h(t). \quad (18.79)$$

Для дискретних лінійних систем спеціальним вхідним сигналом є одинична дискретна дельта-последовність $\delta[n]$, яка називається функцією одиничного відгуку. Вона визначається так:

$$\delta[n] = \begin{cases} 1, & \text{якщо } n = 0; \\ 0, & \text{якщо } n \neq 0. \end{cases} \quad (18.80)$$

На відміну від випадку з неперервною дельта-функцією Дірака при визначенні $\delta[n]$ відсутні будь-які аналітичні труднощі. Усяку

довільну послідовність $x[n]$ можна записати у вигляді зваженої суми дискретних імпульсних функцій

$$x[n] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x[k] \delta[n-k] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x[n-k] \delta[k]. \quad (18.81)$$

Нехай $h[n]$ – дискретна імпульсна характеристика дискретної лінійної системи, яка збуджується одиничною імпульсною функцією. Тоді вихідний відгук $y[n]$ на довільну вхідну послідовність $x[n]$ буде визначатися такою дискретною згорткою:

$$y[n] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h[n-k] x[k] = h[n] * x[n]. \quad (18.82)$$

Зауважимо, що залежно від того, чи круглі, чи квадратні дужки використовуються при записі функцій, об'єднаних оператором $\langle\langle * \rangle\rangle$, будемо відповідно мати на увазі операції неперервної або дискретної згортки. *Каузальною дискретною системою* є система, вихід якої в момент часу n залежить тільки від входу $x[k]$, де $k \leq n$, а це означає, що $h[k] = 0$ при $k < 0$.

Оскільки дельта-функцію Дірака фізично не можна реалізувати, широке розповсюдження як стандартних сигналів при дослідженні реальних систем одержали гармонічні коливання $e^{i\omega t}$. Множина комплексних гармонік утворює повне сімейство власних функцій лінійної системи стаціонарного типу. Повнота цього сімейства впливає з відомого подання абсолютно інтегрованої функції у вигляді інтеграла Фур'є:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_x(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (18.83)$$

де $G(\omega)$ – спектр функції $x(t)$, який є прямим перетворенням Фур'є цієї функції

$$G_x(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (18.84)$$

Відгук на вхідний гармонічний сигнал $x(t) = e^{i\omega t}$ має вигляд

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} h(t - \tau) d\tau. \quad (18.85)$$

Зробимо заміну змінної $u = t - \tau$ у формулі (18.85), тоді одержимо

$$y(t) = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega u} h(u) du. \quad (18.86)$$

Коефіцієнт пропорційності між вихідним і вхідним гармонічним сигналом є просто передавальна функція, отже,

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} h(t) dt. \quad (18.87)$$

Таким чином, передавальна функція і перехідна імпульсна характеристики пов'язані перетворенням Фур'є. Причому, $e^{i\omega t}$ – є власна функція через те, що вихідний сигнал являє собою комплексну гармоніку з комплексною амплітудою. Сукупність значень $H(\omega)$ при $-\infty \leq \omega \leq \infty$ утворює спектр лінійної системи. Отже, спектральна характеристика стаціонарної лінійної системи збігається з перетворенням Фур'є імпульсної характеристики.

Звідси випливає можливість визначення імпульсної характеристики, якщо відома спектральна характеристика:

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (18.88)$$

Ураховуючи умови лінійності й рівняння (18.85) і (18.87), маємо

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_x(\omega) H(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (18.89)$$

Одержаний вираз являє собою інтеграл Фур'є для $y(t)$, отже, спектр функції $y(t)$

$$G_y(\omega) = G_x(\omega) H(\omega). \quad (18.90)$$

Таким чином, спектр вихідного сигналу є добуток спектра вхідного сигналу на передавальну функцію (спектральну

характеристику системи). Спектральна характеристика системи відбиває її поведінку в частотній області (табл. 18.1).

Таблиця 18.1. Відгук лінійної стаціонарної системи

Вхід	→ Лінійна стаціонарна система	→ Вихід
Гармонійний сигнал $e^{i\omega t}$	$H(\omega)$	Гармонійний сигнал $H(\omega)e^{i\omega t}$
Синусоїдальний сигнал $\cos \omega t$	$H(\omega) = H(\omega) e^{i\phi(\omega)}$	Синусоїдальний сигнал, зсунутий по фазі $ H(\omega) \cos(\omega t + \phi) $
Імпульсна функція Дірака		Імпульсний відгук $h(t)$
Сигнал $x(t)$ Його спектр $G_x(\omega)$	Згортка з $h(t)$ Перемноження на $h(\omega)$	Сигнал $y(t) = h(t) * x(t)$ Його спектр $G(\omega) = H(\omega) \cdot G_x(\omega)$

Проходження сигналу через лінійну стаціонарну систему супроводжується зсувом фази $\phi(\omega)$, який дорівнює аргументу передавальної функції. Оскільки цей зсув не пропорційний частоті, система має дисперсію запізнення групи складових сигналу τ_g із

частотами поблизу ω_0 визначається як $\tau_g = -\left(\frac{d\phi}{d\omega}\right)_{\omega_0}$.

Але не всі сигнали можна розкласти на прості гармонійні функції. Узагальнену характеристику системи для більш широкого класу вхідних і вихідних функцій можна одержати при використанні стандартних сигналів виду e^{st} у вигляді передавальної функції системи $H(s)$, де $s = \delta + i\omega$. Ця функція $H(s)$ пов'язана з імпульсною характеристикою $h(t)$ двобічним перетворенням Лапласа

$$H(s) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{-st} dt. \quad (18.91)$$

Вона існує, якщо модуль функції $|h(t)| \leq Me^{ct}$, де M і c – дійсні числа. У цьому випадку зворотні перетворення Лапласа визначаються формулою

$$h(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} H(s)e^{st} ds. \quad (18.92)$$

Передавальна функція визначена в деякій області комплексної площини $s = \delta + i\omega$ і сама є комплексною характеристикою системи. При $s = i\omega$ ($\delta = 0$) передавальна функція переходить у спектральну характеристику.

Умову фізичної реалізації називають також умовою виконання принципу причинності. Вона вимагає, щоб реакція на виході системи не з'являлась раніше, ніж на її вхід буде впливати зовнішня дія. Це рівнозначно виконанню умови: $h(t) = 0$ при $t < 0$.

18.2.8. z-перетворення

Z-перетворення являє собою особливу форму перетворень, яка дуже корисна при обчисленнях, де застосовуються функції в цифровому (дискретному) вигляді. Скористаємося парою

$$\delta(t - t_0) \Leftrightarrow e^{-i\omega t_0}. \quad (18.93)$$

Тоді одержимо

$$f[t] \Leftrightarrow G[\omega] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f[n\Delta]e^{-in\omega\Delta}. \quad (18.94)$$

Якщо взяти

$$z = e^{-i\omega\Delta}, \quad (18.95)$$

то ми прийдемо до виразу

$$G[\omega] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f[n\Delta]z^n = G(z), \quad (18.96)$$

де $G(t)$ і є z -перетворення $f[t]$, тобто

$$f[t] \leftrightarrow G(z). \quad (18.97)$$

Наприклад, якщо $f[t] = [1, 2, -5, 4, -6]$, то $G[z] = 1 + 2z - 5z^2 + 4z^3 - 6z^4$. Від'ємні степені z відповідають значенням у минулому. Таким чином, якщо $f[t] = [2, 6, -1, 0, 5]$, де верхня стрілочка вказує момент часу $t=0$, то $G[z] = 2z^2 + 6z^1 - 1 + 5z^2$.

Очевидно, що множення на z еквівалентне затримці часової функції на один інтервал дискретизації, а ділення на z – зміщенню її вперед на один інтервал.

Якщо входом дискретної лінійної системи з імпульсною характеристикою $h[n]$ є експоненціальна послідовність $x[n] = z^n$, то вихідний відгук системи визначатиметься виразом

$$y[n] = H(z)z^n, \quad (18.98)$$

де

$$H(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h[n]z^{-n}. \quad (18.99)$$

Отже, z^n – це власна функція дискретної лінійної системи, а $H(z)$ – дискретна системна функція, яка визначена для тих значень z , за яких сума в (18.99) збігається.

Функцію $H(z)$ можна розглядати як двобічне перетворення z -перетворення послідовності $h[n]$. Зауважимо, що $H(z)$ – це деяка неперервна функція Z , незважаючи на те, що вона була визначена за дискретною послідовністю. Тобто її можна позначити із застосуванням круглих дужок, як $H(z)$, що має вид полінома. Ряд важливих властивостей z -перетворення наведено в табл. 18.2.

Таблиця 18.2. Властивості z-перетворення

Властивість	Функція дискретного перетворення	z-перетворення
Визначення	$x[n], y[n]$	$G_x(z), G_y(z)$
Лінійність	$a \cdot x[n] + b \cdot y[n]$	$a \cdot G_x(z) + b \cdot G_y(z)$
Зсув	$x[n - m]$	$z^m G_x(z)$
Обернення часу	$x[-n]$	$G_x(1/z)$
Згортка	$x[n] * y[n]$	$G_x(z) \cdot G_y(z)$

Використовуючи двобічне перетворення Лапласа

$$X(s) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-st} dt, \quad (18.100)$$

можна знайти z-перетворення Лапласа.

Двобічне перетворення Лапласа $Y(s)$ сигналу на виході лінійної системи має вигляд

$$Y(s) = \int_{-\infty}^{\infty} y[t]e^{-st} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n\Delta t] \delta[t - n\Delta t] \right] e^{-st} dt. \quad (18.101)$$

У результаті почленного інтегрування (18.101) і, беручи до уваги властивості дельта-функції Дірака, одержимо

$$Y(s) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n\Delta t)e^{-s n\Delta t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n\Delta t)(e^{-s\Delta t})^n. \quad (18.102)$$

Оскільки e^{-st} є ядром неперервного двобічного перетворення Лапласа, позначимо за допомогою комплексної змінної $z = e^{-s\Delta t}$ аналогічне дискретизоване ядро. Тоді двобічне z-перетворення Лапласа $X(z)$ визначатиметься виразом

$$X(z) = Y(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n]z^n, \quad (18.103)$$

де $x(n) = x[n\Delta t]$, $z = e^{-s\Delta t}$.

У звичайному двобічному z -перетворенні комплекс змінної z визначається виразом $Z = e^{s\Delta t}$, тобто

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n]z^{-n}. \quad (18.104)$$

Для обчислення зворотного z -перетворення використовується формула

$$x(n) = \frac{1}{2\pi i} \int_c X(z)z^{n-1} dz, \quad (18.105)$$

де інтегрування здійснюється по контуру, який включає і початок координат контуру c (проти годинникової стрілки). Комплексна змінна $Z = e^{-s\Delta t} = e^{\delta\Delta t} e^{-i\omega\Delta t}$ в z -перетворенні Лапласа відображає праву половину S -площини всередині одиничного кола, а ліву половину S -площини в області зовні одиничного кола. Аналогічно комплексна змінна $Z = e^{s\Delta t} = e^{\delta\Delta t} e^{i\omega\Delta t}$ звичайного z -перетворення відображає праву половину S -площини в область зовні одиничного кола, а ліву половину S -площини всередину одиничного кола. На рис. 18.4 показано області мінімальної фазності й стійкості для перетворення Лапласа z -перетворенням Лапласа і звичайного z -перетворення.

Переваги z -перетворення при цифровій обробці обумовлені тим, що їх можна достатньо просто записати і оперувати ним як звичайними поліномами.

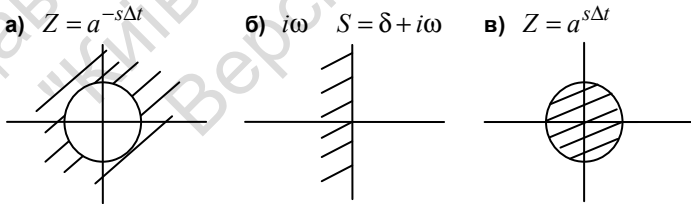


Рис. 18.4. Зв'язок між перетворенням Лапласа (б), z -перетворенням Лапласа (а) і звичайним z -перетворенням (в)

Один важливий клас дискретних системних функцій утворюють функції з раціональним z -перетворенням, тобто з перетвореннями, які являють собою відношення поліномів від z . Нехай деяка каузальна дискретна лінійна система описується таким лінійним різницеvim рівнянням з постійними коефіцієнтами

$$\sum_{k=0}^M a[k]y[n-k] = \sum_{k=0}^Q b[k]x[n-k]. \quad (18.106)$$

яке пов'язує вхідну і вихідну послідовності $x[n]$ і $y[n]$, де $n \geq 0$. Послідовності $a[0], \dots, a[M]$ і $b[0], \dots, b[Q]$ повністю характеризують систему. Без втрати загальності можна покласти $a[0]=1$. Якщо задана деяка множина початкових умов для вхідної та вихідної послідовності при $n < 0$ і вхідна послідовність $x[n]$ при $n \geq 0$, то нескладно обчислити вихідну послідовність $y[n]$ при $n \geq 0$. За нульових початкових умов z -перетворення, яке відповідає рівнянню (18.106), матиме такий вигляд:

$$Y(z) \sum_{k=0}^M a[k]z^{-k} = X(z) \sum_{k=0}^Q b[k]z^{-k} \quad (18.107)$$

згідно із властивістю згортки. Таким чином, системна функція $H(z)$, яка пов'язує вхід і вихід, визначатиметься виразом

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{\sum_{k=0}^Q b[k]z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^M a[k]z^{-k}}, \quad (18.108)$$

яке є раціональною функцією від z^{-1} . Одна з еквівалентних факторизованих форм функції $H(z)$ має вигляд

$$H(z) = \frac{b[0] \prod_{k=1}^Q (1 - z_k z^{-1})}{\prod_{k=1}^M (1 - P_k z^{-1})}, \quad (18.109)$$

де $b[0]$ – масштабний коефіцієнт.

Корені z_1, \dots, z_Q полінома в чисельнику і корені p_1, \dots, p_M у знаменнику називаються відповідно нулями і полюсами функції $H(z)$. Для стійкої системи всі полюси мають задовольняти умову $|P_k| < 1$.

Мінімально-фазовою лінійною системою називається каузальна система, у якої всі полюси і нулі системної функції $H(z)$ лежать усередині одиничного кола в z -площині, тобто, $|P_k| < 1$ і $|z_k| < 1$.

Системну функцію (18.107) можна також записати у формі розкладання на елементарні дроби, якщо покласти, що $Q \leq M$, а кратні полюси відсутні, то

$$H(z) = \sum_{k=1}^M \frac{r[k]}{1 - P_k z^{-1}} = \sum_{k=1}^M \frac{r(k)z}{z - P_k}. \quad (18.110)$$

Лишок $r[k]$, $k = 1, \dots, M$ можна обчислити, використовуючи теорему про лишки

$$r[k] = \left[\frac{H(z)(z - P_k)}{z} \right]_{z=P_k}. \quad (18.111)$$

За наявності кратних полюсів необхідно застосувати більш складний підхід.

Імпульсна характеристика системи при нульових початкових умовах являє собою суму дискретних експонент. Це можна показати, застосувавши зворотнє z -перетворення до функції (18.110):

$$h(n) = \begin{cases} \sum_{k=1}^M r(k) P_k^n, & n \geq 0 \\ 0, & n < 0. \end{cases} \quad (18.112)$$

18.2.9. Перетворення Гільберта

При аналізі лінійних систем велику роль відіграє перетворення Гільберта

$$\bar{f}(n) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u)}{u - t} du, \quad (18.113)$$

де інтеграл розуміють з точки зору змісту головного значення, тобто як границі

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{t-\varepsilon} + \int_{t+\varepsilon}^{\infty} \right).$$

Перетворення Гільберта є стаціонарним лінійним перетворенням з імпульсною характеристикою $1/t$.

Зворотнє перетворення Гільберта записується таким чином:

$$f(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{f}(u)}{u-t} du. \quad (18.114)$$

Перетворення Гільберта являє собою особливу форму перетворення Фур'є.

Спектральна характеристика лінійної системи є комплексною і виражається таким чином:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-i\omega t} dt \quad (18.115)$$

і в загальному випадку є комплексною функцією

$$H(\omega) = \operatorname{Re} H(\omega) + i \operatorname{Im} H(\omega) = |H(\omega)| e^{i\phi(\omega)}, \quad (18.116)$$

де $|H(\omega)|$ – амплітудна, а $\phi(\omega)$ – фазова характеристика системи.

Для фізично реальних систем уявні частини однозначно пов'язані з перетворенням Гільберта

$$\operatorname{Im} H(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Re} H(u)}{u-\omega} du. \quad (18.117)$$

Відповідно існує і зворотній зв'язок

$$\operatorname{Re} H(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} H(u)}{u-\omega} du. \quad (18.118)$$

Таким чином, перетворення Гільберта являє собою операцію згортки в частотній області функцій $\operatorname{Re} H(\omega)$ і $\operatorname{Im} H(\omega)$ з функцією $\frac{1}{\pi \omega}$.

Отже, якщо задана одна із функцій $\operatorname{Re} H(\omega)$ або $\operatorname{Im} H(\omega)$, то повністю визначається спектральна характеристика фізично реалізованої лінійної системи.

Якщо інформація про лінійну систему задана у вигляді амплітудної характеристики $A(\omega) = |H(\omega)|$, то вона не є індивідуальною характеристикою системи. Цілий ансамбль реальних систем може мати одну й ту ж функцію $A(\omega)$, але відрізняється дійсною і уявною частинами, а відповідно і фазовою характеристикою. Однією з найважливіших особливостей мінімально-фазових систем є те, що за відомої функції $A(\omega)$ можна відновити фазову характеристику системи.

Дійсно, прологарифмуємо вираз (18.116), тоді одержимо

$$\ln \{A(\omega)\} = \ln \{|A(\omega)|\} + i\phi(\omega). \quad (18.119)$$

Амплітудна характеристика дорівнює квадратному кореню із перетворення Фур'є від функції автокореляції. Отже, за допомогою перетворення Гільберта можна обчислити фазу за функцією автокореляції

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln \{|A(u)|\}}{\omega - u} du. \quad (18.120)$$

Застосовуючи перетворення Гільберта до логарифма амплітудної характеристики, ми одержали фазову характеристику тільки однієї системи всього ансамблю – мінімально-фазової системи. Але використання (9.121) для розв'язку поставленої задачі нашкодується на деякі протиріччя. Згідно з умовами фізично реалізованої системи $A(\omega)$ має прямувати до нуля, якщо $\omega \rightarrow \infty$. Більш жорсткою умовою виконання перетворення (9.121), а також фізичної реалізованості ансамблю систем є критерій Пейлі – Вінера

$$\int_0^{\infty} \frac{\ln \{A(\omega)\}}{1 + \omega^2} d\omega < \infty. \quad (18.121)$$

Цю умову задовольняють дробово-раціональні комплексні функції $H(\omega)$, які не мають полюсів і нулів у півплощині $\operatorname{Im} \omega < 0$.

18.3. ЦИФРОВА ОБРОБКА БАГАТОКАНАЛЬНИХ ЗАПИСІВ СЕЙСМІЧНОГО МЕТОДУ ВІДБИТИХ ХВИЛЬ

Розглянемо типову узагальнену послідовність процедур обробки багатоканальних сейсмічних записів. Технологічні центри цифрової обробки сейсмічної інформації мають свої пакети програм або автоматизовані системи обробки сейсмічних даних, які постійно оновлюються і вдосконалюються.

Мета обробки сейсмічних даних полягає в перетворенні цифрової сейсмічної інформації, яка отримана в процесі польових спостережень у вигляді сейсмограм і зберігається на магнітних носіях (магнітних стрічках), у сейсмічний розріз, на якому відображено положення сейсмічних відбивних меж уздовж профілів спостережень.

Стандартний граф обробки включає низку етапів: 1) попередній етап; 2) етап редагування; 3) етап визначення параметрів цифрової обробки; 4) основний (тестовий) етап обробки; 5) міграцію.

18.3.1. Попередній етап обробки сейсмічних даних

Цифрова обробка сейсмічних даних виконується строго відповідно до визначеної послідовності виконання процедур, яка може змінюватися при виникненні особливих вимог, що накладаються на вихідні дані. Для цього складаються спеціальні інструкції, обирають параметри обробки і методи контролю якості одержаних результатів. Обробка, оптимальна для одних задач, для інших задач може виявитися не оптимальною.

Після того, як одержано польові магнітні стрічки, перший крок при обробці зводиться до перевірки розташування даних на магнітній стрічці. Ця процедура включає візуалізацію перших записів і порівняння їх з очікуваними результатами.

Дискретизація (мультиплексування) багатоканальних сейсмограм здійснюється безпосередньо в польових умовах. Запис неперервних часових сейсмічних трас в аналоговій формі використовується для одержання електричних сигналів з метою використання їх для перетворення у цифровий код. Як правило, відліки знімають

послідовно з трас, а потім повертаються до першої траси (у межах кроку дискретизації) і повторюють знімання відліків. Таким чином, маємо ряд цифр у вигляді послідовності

$$\{a_{11}, a_{21}, \dots, a_{N1}, a_{12}, a_{22}, \dots, a_{N2}, \dots, a_{NM}\} \quad (18.122)$$

де перший індекс – номер траси, а другий – номер відліку (за задалегідь визначеного кроку дискретизації в мілісекундах) на даній трасі. На виході цифрового перетворювача сигнал одержують у двійковому коді. Але при цьому повинен бути записаний і масштабний коефіцієнт підсилювача – це порядок числа. Застосування широкодіапазонних підсилювачів дозволяє досягти того, що амплітуди напруг, які знімаються з його виходу кодувальним пристроєм, розташовані в межах відомого діапазону підсилення.

18.3.2. Етап редагування

Послідовність двійкових чисел, одержаних в процесі дискретизації (18.122), уміщують в одному каналі мультимплексну інформацію із N -каналів. Для проведення більшості цифрових процедур необхідно демультимплексувати цю одноканальну послідовність, в якій спочатку впорядковано послідовні значення однієї траси, а потім ідуть значення другої траси і т. ін. до того часу, доки не будуть записані послідовно всі траси. Одержана нова послідовність матиме такий вигляд:

$$\{a_{11}, a_{21}, \dots, a_{N1}, a_{12}, a_{22}, \dots, a_{N2}, \dots, a_{NM}\}. \quad (18.123)$$

Основний результат демультимплексування полягає в тому, що дискретні значення кожної траси розташовуються тепер за порядком і одночасно витримується послідовність трас.

Редагування проводиться після перевірки формату записів. Для запису польових сейсмічних стрічок застосовують декілька стандартних форматів: $SEG - B$, $SEG - D$.

Найбільш сучасним є формат $SEG - B$. Він сумісний як із мультимплексними форматами, так й із демультимплексними форматами типу. Мультимплексні формати називають *почасовими*, а демультимплексні – *потрасовими*. Математична операція переходу

від одного формату до іншого відповідає звичайній операції транспонування матриці. Формат – демультимплексний формат з так званою плаваючою комою, який дозволяє одержувати необхідний для більшості випадків динамічний діапазон.

Процедура перетворення відліку даних у форматі в еквівалентні значення напруг у вольтах називається *процедурою відновлення підсилення*. Вона проводиться при перетворенні даних із формату в повний формат із плаваючою крапкою.

Польові сейсмічні спостереження мають дуже широкий діапазон значень амплітуд, які були зареєстровані в закодованій формі. Тому записи декодують і виконують першу попередню корекцію за сферичне розходження фронту хвилі з метою зменшення діапазону значень вхідного сигналу, який підлягатиме наступній процедурній обробці. Іноді з метою зменшення обсягу інформації, яка обробляється, здійснюється синфазне підсумовування трас або ж змінюється крок дискретизації. Редагування включає пошук особливо зашумлених і порожніх трас.

18.3.3. Визначення параметрів цифрової обробки сейсмічних даних

Мета послідовності процедур цього етапу – визначення параметрів цифрової обробки, які залежать від такої інформації, як статичні часові зсуви, регулювання амплітуд, значень нормальних кінематичних зсувів і частотного спектра сигналів. Інформація про геометрію схеми спостережень (параметри розстановок) є вхідною інформацією, а за допомогою цифрової обробки можна визначити, які конкретно траси мають спільні сейсмоприймачі або мають інші спільні параметри і, відповідно, для визначення нормального кінематичного зсуву по кожній трасі відома величина відстаней між сейсмоприймачами.

За допомогою програми аналізу статичних поправок відшуковують систематичні зміни, які можна було б очікувати, наприклад, якби часові зсуви були пов'язані з конкретними джерелами і сейсмоприймачами і т. ін. До аналізу статичних поправок вхідними

даними зазвичай є попередні статичні поправки, які визначаються в сейсмічних партіях на основі інформації про перші вступу і величини висоти розташування сейсмостанцій. Аналіз статичних поправок допомагає здійснити їхню корекцію.

Один із способів корекції залишкових зсувів ґрунтується на обчисленні функції взаємної кореляції еталонної траси набору СГТ з іншими трасами набору і потім визначається такий часовий зсув для кожної траси, який необхідний для того, щоб вона була узгоджена з іншими трасами, підготовленими для кінцевого підсумовування. Очевидно, що узгоджених статичних зсувів слід очікувати для всіх променевих траєкторій із загальною точкою збурення коливань і для всіх траєкторій із загальною точкою прийому. Статичні зсуви можуть мати при цьому деякі складові за рахунок залишкових кінематичних зсувів, а також за рахунок форми відбивних меж. Кожну із складових можна виявити окремо за її зміною з відстанню в межах набору трас для однієї розстановки в першому випадку і між наборами трас для різних розстановок у другому випадку.

Для визначення систематичних амплітудних змін, які можуть бути зумовлені слабкими вибухами, поганим контактом сеймоприймачів із ґрунтом і т. ін., проводиться аналіз амплітуд, подібний аналізу часових зсувів при визначенні статичних поправок.

При вводі кінематичних поправок часові затримки коригуються таким чином, щоб часи приходу відбитої хвилі на всіх трасах стали однаковими і дорівнювали вдвічі більшому часу розповсюдження хвилі, який спостерігався б на трасі з нульовим віддаленням (тобто при суміщеному положенні сеймоприймача і джерела). При вводі кінематичних поправок спостерігається небажаний ефект, який полягає в деформації (розтягненні) сейсмічного сигналу. Унаслідок введення цих поправок усі дельта-імпульси відповідних коефіцієнтів відбиття мають бути зсунуті на свої правильні часи для нульової відстані.

Перед тим як перейти до подальшої обробки, необхідно провести аналіз даних з метою одержання інформації про швидкості сейсмічних хвиль. Кожний набір трас несе інформацію про швидкості, але на практиці для швидкісного аналізу обирають інтервали з проміжками між ними 1–2 км на відносно спокійних у структурному відношенні ділянках. Положення таких ділянок

обирають на етапі редагування даних на основі аналізу трас, які найближче розташовані до пункту вибуху.

Вихідними даними перед аналізом швидкостей є апіорні швидкості, тому, спираючись на результати аналізу швидкостей, здійснюють корекцію кінематичних поправок. Якщо з аналізу трас, найближчих до пункту вибуху, можна одержати інформацію про кути просторового положення відбивних меж, то цю інформацію теж використовують для аналізу швидкостей через те, що швидкість залежить від цього параметра. Унаслідок швидкісного аналізу можна одержати такі вихідні дані: а) графік спектрів швидкостей, який свідчить про регулярність відбиттів; цей спектр одержують за різних швидкостей СГТ; б) монтаж результатів перебору швидкостей, який дозволяє одержати підсумовані записи відповідно до введеної інформації та інформації, яка надходить унаслідок сканування за швидкостями (у бік збільшення або зменшення апіорної швидкості); такий монтаж надає можливість дійти висновку відносно того, які в дійсності швидкості необхідні для оптимізації відбиттів. Річ у тім, що швидкості СГТ є не завжди однозначними; в) графік типів кривих залежності швидкості СГТ уздовж профілю дає можливість оцінити ступінь взаємозв'язку одержаних швидкостей на різних ділянках профілю.

Вихідні дані можна профільтрувати із застосуванням серії вузькосмугових фільтрів з метою визначення параметрів подальшої фільтрації. Можна також отримати на виході графіки функцій автокореляції й різні види спектрів. Щоб оцінити ефективність параметрів обробки, можна побудувати попередні підсумовуючі розрізи, які в подальшому можна використовувати в діагностиці додаткових задач.

18.3.3.1. М'юїнг, енергетичний аналіз трас і підсумовування

Для підготовки трас до підсумування здійснюється процедура *м'юїнг* ("зробити німим") або "обнулювання" ділянок запису з метою виключення впливу високоамплітудних вступів поверхневих хвиль. Зазвичай м'юїнг виконується до певного моменту часу, який визначається відношенням відстані розташування сей-

смоприймачів до відповідним чином обраної швидкості (іноді додається деяка стала величина). М'юїтінг можна проводити в будь-який зручний час.

Корисно мати можливість оцінити загальну енергію вихідної сейсмічної траси. З цією метою для кожної точки відліку траси розраховується сума квадратів амплітуд

$$E_j = \sum_{i=1}^M A_{ij}^2, \quad (18.124)$$

де E_j - енергія підсумовування M дискретних значень амплітуд A_{ij} на трасі з номером j .

Підсумовані траси нормують і усереднюють дискретні значення на кожному відліку. Якщо додають N трас, то середнє значення амплітуд для даного відліку часу буде

$$S_K = 1/N \sum_{j=1}^N C/T_j A_{ij}, \quad (18.125)$$

де C – постійна.

Внесок кожної траси до кінцевої суми траси можна оцінити також за ступенем когерентності (схожості й подібності) між трасою, що розглядається, і деякою еталонною трасою. Цей критерій внаслідок чутливості коефіцієнта подібності для звуку між відбиттями на двох трасах можна застосовувати лише після того, як введено кінематичні й статичні поправки. Коефіцієнт кореляції визначається за формулою

$$K_{12} = \left(\sum_1^M a_{1i}^2 a_{2i}^2 \right) / \left(\sum_1^M a_{1i}^2 \sum_1^M a_{2i}^2 \right)^{1/2}. \quad (18.126)$$

Для визначення коефіцієнта кореляції K_{12} не слід обирати інтервал, який дорівнює всій трасі. Його можна обчислити в межах певного часового вікна.

Реєстрація даних за методикою багатократних перекриттів забезпечує при підсумовуванні покращання відношення сигнал/завада. Перед підсумовуванням необхідно ввести кінематичні поправки, після чого всі траси набору СГТ підсумовуються і ця процедура не тільки підсилює сигнали від дійсних відбивних меж, але й зменшує відносні амплітуди багатократних хвиль.

18.3.3.2. Фільтрація і деконволюція сейсмічних записів

Важливо підкреслити, що за умови, якщо траси сейсмограм одержані повністю у вигляді дискретних даних і на значних інтервалах часу повністю відомі амплітуди сигналів, є можливість виконати процедуру *фільтрації*. У частотній області сейсмічна траса описується за допомогою понять амплітуди і фази суми синусоїдальних коливань, які відрізняються за частотою. Під "фільтрацією" ми розуміємо цілком визначені зміни амплітуд і фаз складових синусоїд. Процедuru фільтрації можна описати як добуток комплексного спектра траси $T(i\omega)$ і комплексного оператора фільтра $F(i\omega)$:

$$T^1(i\omega) = T(i\omega)F(i\omega), \quad (18.127)$$

де $(i\omega)$ означає, що функції T^1 , T , F є комплексними.

У часовій області сейсмічна траса описується у вигляді дійсних чисел, які розставлені в точках з постійним інтервалом ΔT . У кожену із цих точок ми нібито ставимо у відповідність δ -функцію відповідної амплітуди. У цьому випадку фільтрація здійснюється заміною δ -функції стандартним імпульсом, який має не нульове значення амплітуди на деякому часі квантування. Цей процес називається *згорткою* (конволюцією)

$$T^1(t) = T(t) * F(t), \quad (18.128)$$

де $T^1(t)$, $T(t)$, $F(t)$ – часові характеристики трас, а в частотній області вони представлені імпульсами.

Оскільки зазвичай сейсмічна траса спочатку задається в часовій області, то фільтрацію за допомогою згортки можна проводити безпосередньо по всій трасі. Фільтрація у частотній області включає спочатку два перетворення Фур'є, а потім комплексний добуток усіх амплітуд і зворотне перетворення Фур'є.

При обробці сейсмічних даних для того, щоб запобігти можливій зміні взаємного положення відбитих хвиль у часі, зазвичай використовують фільтри, які мають певні амплітудні характеристики і нульову фазову характеристику. Частота відбитого сейсмічного сигналу знижується зі збільшенням довжини траєкторії в геологічному середовищі внаслідок більш сильного поглинання високих

частот. Для одержання найкращого відношення сигнал/завада необхідно відфільтрувати підсумований розріз із використанням змінного в часі фільтра, смуга пропускання якого зміщується в область низьких частот зі збільшенням часу відбиття.

Будь-які когерентні або некогерентні завади, переважна частота яких відрізняється від частоти вступу відбитих хвиль, можна вилучити шляхом застосування частотної фільтрації. Якщо частотний діапазон багатьох складових завад є в межах спектра частот відбитих хвиль, то усунути їх за допомогою фільтрації частоти неможливо. Ефективне вилучення цих шумових компонент досягається шляхом застосування різних типів зворотної фільтрації. Зворотні фільтри дозволяють усунути окремі завади і поліпшити динамічні особливості запису сигналу на основі інших критеріїв, а не лише частоти. Для обробки застосовують широкий діапазон зворотних фільтрів, кожний з яких усуває певну фільтруючу дію геологічного середовища вздовж шляху його розповсюдження, наприклад поглинання або багатократних відбиттів.

Деконволюція – це аналітична процедура, яка усуває ефект будь-якої попередньої операції фільтрації, яку зазнавав сейсмічний сигнал. Мета деконволюції зводиться до того, щоб, використовуючи сейсмічні траси, визначити, якої фільтрації вони зазнавали (унаслідок розповсюдження імпульсу через геологічне середовище та апаратуру, що підсилює та реєструє хвилі), а потім розрахувати зворотний фільтр, який зкомпенсував би дію цієї фільтрації. Відповідно, зворотній фільтр повинен мати такі параметри, які б повертали фазовий зсув до нуля і перетворювали амплітудний спектр до рівномірного вигляду.

Розглянемо сейсмічний сигнал складної форми w_k , який був збудований від одиничного імпульсного джерела, але при його розповсюдженні в середовищі змінив свою форму внаслідок присутності кратних хвиль з малою затримкою поблизу джерела. Одержану сейсмічну трасу s_k , можна апроксимувати моделлю згортки:

$$s_k = r_k * w_k + n_k, \quad (18.129)$$

де r_k – імпульсна характеристика шаруватого середовища; n_k – завади. Загальна мета деконволюції – стиснути на сейсмотрасі

складний сигнал w_k таким чином, щоб він на виході перетворився на одиничний імпульс. Тоді можна було б відновити функцію відбивної здатності r_k . Необхідним оператором деконволюції й є зворотний фільтр i_k , згортка якого зі складним сигналом w_k дає функцію одиничного імпульсу

$$i_k * w_k = \delta_k. \quad (18.130)$$

Згортка цього ж оператора з усією сейсмотрасою дозволяє одержати функцію відбивної властивості

$$i_k * s_k = r_k. \quad (18.131)$$

Якщо відомий вхідний сигнал, можна скористатися також вінерівським фільтром. Цей фільтр перетворює відомий вхідний сигнал на вихідний, форма якого найбільш близька до заданої, оптимізуючи його за мінімумом середньоквадратичного відхилення.

При проведенні сейсмічних робіт ні w_k , ні r_k зазвичай невідомі, а відома лише сейсмічна часова послідовність s_k . Тому застосовують так звану передбачувану деконволюцію, в основі якої лежить статистичний аналіз сейсмічних часових послідовностей. При цьому припускають, що функція відбивних властивостей r_k має випадкову послідовність і сигнал складної форми w_k є мінімально-фазовим. Із першого припущення випливає, що функція автокореляції сейсмотраси являє собою функцію автокореляції складного сигналу w_k , а з другого випливає висновок про те, що автокореляційну функцію можна використовувати для визначення форми імпульсу, а необхідну інформацію про фазу можна одержати із припущення про мінімальні фази. Такий підхід дозволяє передбачити форму складного сигналу який використовується у вінерівській фільтрації.

Для проведення зворотної фільтрації реальних сейсмічних даних можна побудувати різні оператори передбачувальної деконволюції, які сприяють стисненню відбитих імпульсів і пригнічують кратні хвилі (фільтри дереверберації).

18.3.4. Основний етап обробки

Цей етап обробки розпочинають із магнітних стрічок, які одержані на етапі редагування. Послідовність операцій майже така ж, що й на етапі визначення параметрів обробки, але принципова відмінність полягає в тому, що використовуються вже нові вихідні дані для розрахунку статичних поправок, нормальних кінематичних зсувів і т. ін. Корекцію за розходження сферичного фронту хвилі виконують з урахуванням уже реальних, а не попередніх швидкостей. Основний етап обробки або ж окремі його частини можна повторити, користуючись більш точними значеннями тих чи інших параметрів, зокрема статичних і кінематичних поправок. За результатами основного етапу обробки одержують один або декілька розрізів СГТ, які розрізняються або за методом обробки, або за обраними параметрами обробки способом зображення динамічних параметрів – амплітуди, полярності, а також за вибором фільтрації.

18.3.5. Процедура міграції

Термін "міграція" однозначного визначення немає. Його часто застосовують як синонім таких понять, як дифракційні перетворення, продовження сейсмічних полів, фокусувальні й сейсмогеографічні перетворення. Ідея міграційного перетворення записів сейсмічних хвильових полів уперше сформульована Ю. В. Тимошиним в 1960 р., набагато раніше появи аналогічних публікацій за кордоном. Він уперше розглянув сейсмічне поле як суперпозицію дифрагованих хвиль, а геологічне середовище – як сукупність точок дифракції й розробив теоретичні основи дифракційних перетворень: Д-, О-, М-перетворення.

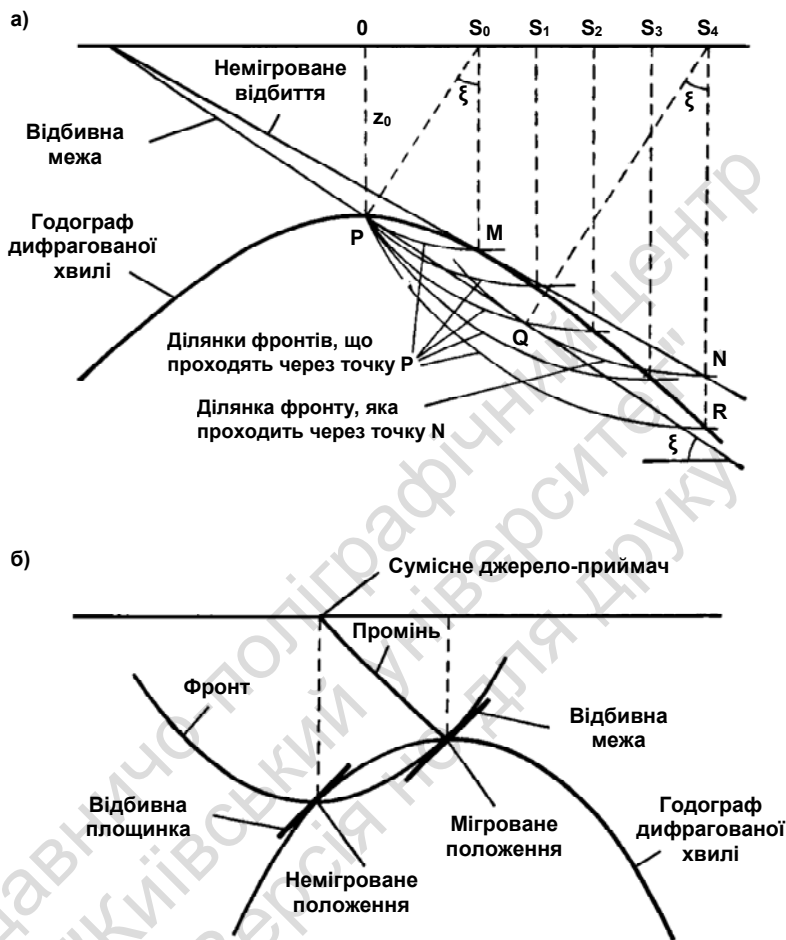


Рис. 18.5. Положення хвильових фронтів і годографів дифрагованих хвиль у немігрованому і мігрованому положеннях:
 а – немігроване відбиття MN мігрує в положення відбивної межі PQ ;
 б – залежність між хвильовим фронтом і дифракційним годографом

У дійсності *міграція* – це процедура, за допомогою якої із часового сейсмічного розрізу одержують зображення, на якому положення відбивних меж у геологічному середовищі відображено

з урахуванням сейсмічного знесення. Іншими словами, по суті це переміщення елементів відбитих хвиль в істинне положення на межі, яке відповідає точкам відбиття або точкам дифракції. *Міграційне перетворення* ґрунтується на припущенні, згідно з яким усі елементи поля, що спостерігаються, є або однократними відбиттями або дифрагованими хвилями. При коректному застосуванні міграції реалізується перетворення вихідного часового розрізу в мігрований глибинний розріз. Кожний із цих розрізів має прозору інтерпретацію. У цьому сенсі мігрований розріз слід трактувати як розріз із правильним розташуванням відбивних меж, незважаючи на те, що в дійсності практично можна говорити скоріше не про правильне, а просто про зміну розташування відбивних меж. Це пояснюється тим, що для успішної міграції необхідно знати швидкості в кожній точці середовища, що практично неможливо. На практиці необхідно, маючи у своєму розпорядженні досить неточні дані про швидкості, які одержують за результатами швидкісного аналізу сейсмограм СГТ, побудувати значно покращене, хоч і недосконале, зображення геологічного середовища.

Більше того, за результатами міграції можна в принципі розрахувати хід променів і методом послідовних наближень підбирати швидкісну модель доти, доки різниця між розрахованими і експериментальними часами розповсюдження хвиль не стануть достатньо малими.

Розглянемо суть міграції методом дифракційного підсумовування. Припустимо, що швидкість v постійна і перетворимо час вступу хвилі t у відповідну відстань шляхом обчислення добутку $tv/2$. На рис. 18.5 наведено розташування низки джерел, які суміщені із сеймоприймачами: S_0, S_1, \dots, S_4 .

Відбивна межа з кутом нахилу ξ проходить через точку P на глибині z_0 , де відрізок S_0P перпендикулярний до цієї межі. Якщо описати дуги із центрів S_0, S_1 і т. ін. радіусами, які дорівнюють відстані до відбивної межі, то знайдемо пряму лінію MN , яка визначає положення відбивної межі на немігрованому глибинному розрізі. Якщо припустити, що точка P – точка дифракції, то час вступу дифрагованої хвилі буде відповідати відстаням

$PS_0, PS_1, PS_2, PS_3, PS_4$. Немігровану дифракційну криву (годограф дифрагованих хвиль) PMR називають кривою максимальної кривизни тому, що іншого відбиття із глибини z_0 , яке б мало більшу кривизну, немає (рис. 18.5). Дифракційна крива є гіперболою із вершиною у точці P , а немігроване положення відбивної межі відповідає дотичній до неї в точці M . Для виконання міграційного перетворення необхідно побудувати дифракційні криві для кожної глибини і зміщувати їх уздовж немігрованого розрізу (розташовуючи вершину в бік нульової точки) доти, доки відбивна межа не буде дотичною до однієї із кривих. На відповідному мігрованому розрізі відбивна межа розташовуватиметься у вершині дифракційної кривої. Вона буде дотичною до фронту, який проходить через точку дотику відбивної площадки дифракційної кривої (рис. 18.5, б). Принцип побудови не змінюється, якщо швидкість не постійна і за умови, що розрізи, фронти хвиль і дифракційні криві будують у масштабі часів, а не глибин.

У процесі міграції способом дифракційного підсумовування обчислюють дифракційні криві для кожної точки мігрованого розрізу. Амплітуди в кожній точці на немігрованому розрізі, які розташовані на дифракційній кривій, що перетинає траси, підсумовують і одержують значення амплітуди в точці на мігрованому розрізі. Якщо енергія приходить із точки, яка відповідає вершині дифракційної кривої, то підсумовування дає значення, яке відповідає приходу енергії з цієї точки.

Одним із більш ефективних способів міграції є *метод дифракційного підсумовування*, який ґрунтується на інтегралі Кірхгофа. В основу метода покладено інтегральний розв'язок хвильового рівняння, яке використовується для формування сейсмічних зображень безпосередньо за допомогою хвильових полів, зареєстрованих на поверхні. Ці способи одержали назву *інтегральних способів міграції*.

Широкого застосування одержали також методи міграції способом скінченних різниць. У цьому способі міграції здійснюється продовження хвильового поля донизу. Це досягається шляхом заміни хвильового рівняння скінченними різницями, які дозволяють розраховувати дискретні значення функції у вузлах просто-

рово-часової сітки. Хвильове поле описується набором дискретних значень у вузлах координатної сітки з параметрами Δx , Δt , які визначаються інтервалами дискретизації вихідних даних і кроком за глибиною Δz ,

$$U_{k,j,n} = U(k\Delta x, j\Delta z, n\Delta t), \quad (18.132)$$

а частинні похідні заміняють на їхні скінченно-різницеві наближення

$$\partial U / \partial x \approx (U_{k,j,n} - U_{k-1,j,n}) / \Delta x, \quad (18.133)$$

$$\partial^2 U / \partial x^2 \approx (U_{k+1,j,n} - 2U_{k,j,n} + U_{k-1,j,n}) / \Delta x^2. \quad (18.134)$$

У випадку слабконеоднорідного середовища хвильове рівняння має вигляд

$$\nabla^2 U = 1/v^2 \partial^2 U / \partial t^2. \quad (18.135)$$

Після підстановки в рівняння (18.135) виразів для похідних (18.133) і (18.134), одержимо скінченно-різницевий аналог хвильового рівняння:

$$\begin{aligned} & (U_{k+1,j,n} - 2U_{k,j,n} + U_{k-1,j,n}) / \Delta x^2 + (U_{k,j+1,n} - 2U_{k,j,n} + U_{k,j-1,n}) / \Delta z^2 = \\ & = 1/v^2 (U_{k,j,n+1} - 2U_{k,j,n} + U_{k,j,n-1}) / \Delta t^2. \end{aligned} \quad (18.136)$$

Для різних значень k , j , n формується система рівнянь, розв'язок якої за відомими на поверхні значенням $U_{k,0,n}$ дозволяє послідовно знайти дискретну функцію $U_{k,j,n}$ у внутрішніх точках середовища.

У багатьох випадках виникає необхідність введення до міграційного розрізу вертикального масштабу. Для цього міграційний часовий розріз шляхом урахування закону зміни швидкості з глибиною розтягують і приводять таким чином до масштабу глибин. Цей процес називають глибинною міграцією. Але у випадку, коли швидкість змінюється у горизонтальному напрямку, необхідно враховувати і зміни траєкторії променя при зміні швидкості. Тому глибинну міграцію проводять лише тоді, коли детально і точно відомий просторовий розподіл швидкості.

18.4. АВТОМАТИЗОВАНІ СИСТЕМИ ЦИФРОВОЇ ОБРОБКИ СЕЙСМІЧНИХ ДАНИХ

Будь-яка високоорганізована *автоматизована система обробки сейсмічних даних* (АСОСД) складається із бази даних, системи керування базою даних і бібліотеки обробних програм або пакета прикладних програм. *Пакети прикладних програм* (ППП) являють собою певні комплекси, орієнтовані на вирішення конкретного класу завдань. Застосовують операційні системи загальносистемного програмного забезпечення, а ППП реалізується на основі операційних систем і характеризує фактичне наповнення проблемно-орієнтованих АСОСД.

Для більшості проблемно-орієнтованих АСОСД характерно використання технології створення систем програм у середовищі фактичної бази даних (ФБД), що включає:

- групування вихідних, проміжних даних і результатів обробки у файли певних типів;
- побудова двох взаємозалежних таблиць: елементів даних і типів файлів;
- складання основних програм, що реалізують переходи одних типів від файлів до інших;
- виокремлення й оформлення у вигляді автономних підпрограм процедури, що має самостійне значення;
- розширення системи програм за рахунок розробки нових програм і підпрограм, введення нових типів файлів.

Наведений підхід при розробці АСОСД спрямований насамперед на вирішення питань організації даних. При цьому АСОСД стає мало залежною від вибору окремих алгоритмів, оскільки завжди можна створити нові програми, що забезпечать ефективніший перехід від одних типів файлів до інших. При виділенні типів файлів частково або повністю конкретизуються параметри, що описують файл: спосіб кодування масивів, тобто принципи групування записів у масиви, склад заголовків і записів масивів.

Одна із перших автоматизованих систем, яка була створена в Центральній геофізичній експедиції колишнього Міністерства нафтової промисловості (нині Міненерго РФ), призначена для ЕОМ єдиної серії (ЄС ЕОМ) і одержала назву СІС-3. Ця система

програмно сумісна із закордонними ЕОМ типу IBM 360/370 з операційною системою OS. На зміну їй прийшла нова версія СЦС-5 для ОС WINDOWS і СЦС-5-2D для ОС UNIX.

Нині виробниками програмного забезпечення для сейсморозвідки є в основному закордонні компанії: Halliburton (США) із системою ProMAX (рис. 18.6, а), Paradigm Geophysical Ltd із системою Focus (рис. 18.6, б); CGG (Франція) із системою Integral Plus, що включає спільну обробку даних сейсморозвідки й геофізичні дані свердловин; Mercury International Technology (США) із системою XL.

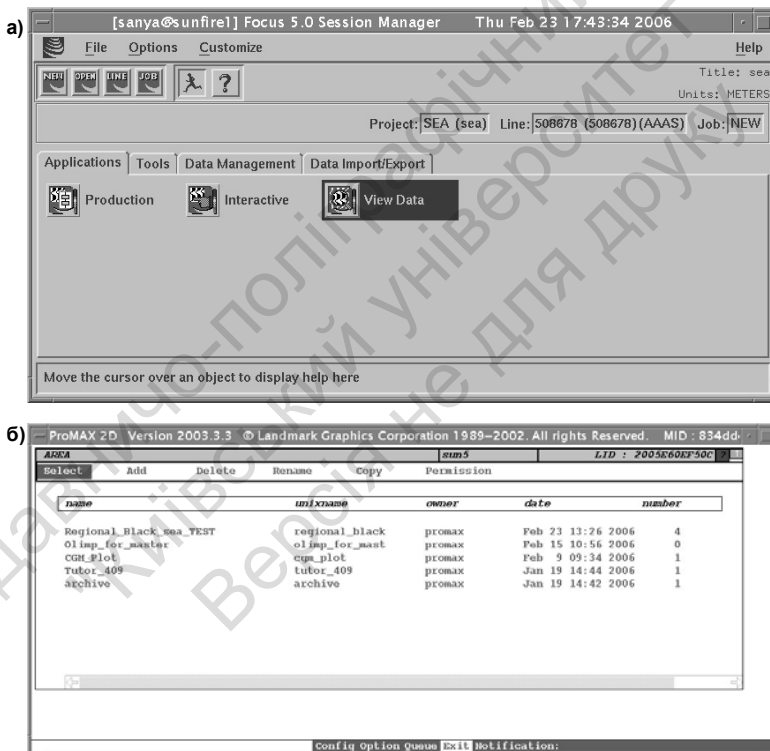


Рис. 18.6. –

а) головне меню системи Focus; б – головне меню системи ProMAX

Перша версія системи ProMAX була орієнтована на робочі станції типу RISC і нині застосовується на досить потужних робочих станціях IBM RISC-6000; SP-2; SUN SPARC, Silicon Graphics. Її особливостями є можливість роботи на багатопроцесорних ЕОМ типу SP2; наявність інтерактивного або пакетного режиму роботи; швидке введення даних із підтримкою всіх основних форматів (SEG-Y та ін.); інтерактивний аналіз швидкостей; 3D-міграція і т. д. Для другої за поширеністю системи – Focus компанії Paradigm Geophysical варто підкреслити високу ефективність реалізації паралельних обчислень за рахунок розпаралелювання як прикладних, так і загальносистемних, що особливо важливо для процедур 3D-міграції до і після підсумовування сейсмічних трас. Одна із перших вітчизняних систем СОС-ПС (сейсмічна обробна система змінної структури), створена в 1980 р. у ВНІГеофізиці, була орієнтована на багатопроцесорні обчислювальні комплекси ПС-2100, що забезпечують паралельне виконання декількох процедур обробки. Висока продуктивність при цьому досягалася саме за рахунок розпаралелювання процесу обробки даних за умови одночасної обробки 32 або 64 сейсмічних трас.

18.4.1. Система обробки сейсмічних матеріалів Focus

Focus є системою обробки даних на базі робочих станцій, що поєднує інтерактивну і пакетну обробку до і після підсумовування в одну уніфіковану систему, що функціонує в середовищі UNIX і Linux. Focus працює в середовищі UNIX, X-windows і OSF/Motif, що дозволяє новим інтерактивним і графічним програмам Focus використовувати найкращі наявні інструментальні засоби. Focus містить у собі всі Disco-Програми в графічному інтерактивному середовищі для робочих станцій. Отже, Focus поєднує пакетну обробку даних, використовуючи програмне забезпечення Disco для обробки сейсмічних даних з універсальністю інтерактивного аналізу даних і контролем якості даних (Focus 2D, 1999).

Для роботи із сейсмічними матеріалами в системі Focus компанії Paradigm Geophysical необхідні такі підтримуючі платформи (рис. 18.7):

Epos 3.0 базові платформи;

SUN Solaris 8 & 9 (64 bit);

SGI IRIX 6.5 (64 bit);

IBM AIX 5.1 (64 bit);

PC/Linux Redhat 8, 9 (Intel 32 bit);

PC/Linux Redhat Enterprise 3.0 (Intel 32 bit and AMD 64 bit);

PC/Linux Redhat Enterprise 2.1 (Intel Itanium 64 bit).

За допомогою Focus задається послідовність обробки, і програми можуть бути виконані або в пакетному, або в інтерактивному режимі. Дуже важливою властивістю системи є можливість швидкого і легкого інтерактивного вибору оптимальних режимів обробки. Дослідник може незалежно обирати етапи обробки, опції модуля, групи параметрів і набори даних. Унікальна властивість Focus, інтерактивний режим побудови завдання надає можливість протестувати і змінити параметри в режимі "що, якщо", а також подивитися результати в реальному часі. Ця можливість покращує ефективність кожного етапу обробки: доступ до даних, вибір програм обробки, визначення параметрів і відображення трас сейсмічних даних.

Focus пропонує два методи обробки:

Interactive (інтерактивний) і *Production* (виробничий). Основною відмінністю між *Interactive* і *Production* методами обробки є спосіб обробки даних у циклі. Можна переходити з одного режиму роботи в інший, просто активізуючи вікно, що відповідає іншому режиму обробки.

Метод *Interactive* доступний з вікна *Interactive*. Дослідники можуть аналізувати дані, обирати програми для обробки, оптимізувати параметри й інтерактивно створювати послідовність обробки одночасно.

Метод *Production* доступний з вікна *Production*. Конструкція цього вікна оптимізована для того, щоб геофізик міг створювати робочі цикли, використовуючи шаблон схеми послідовності операцій. Результати кожного етапу обробки можуть бути візуалізовані на розсуд геофізика-обробника.

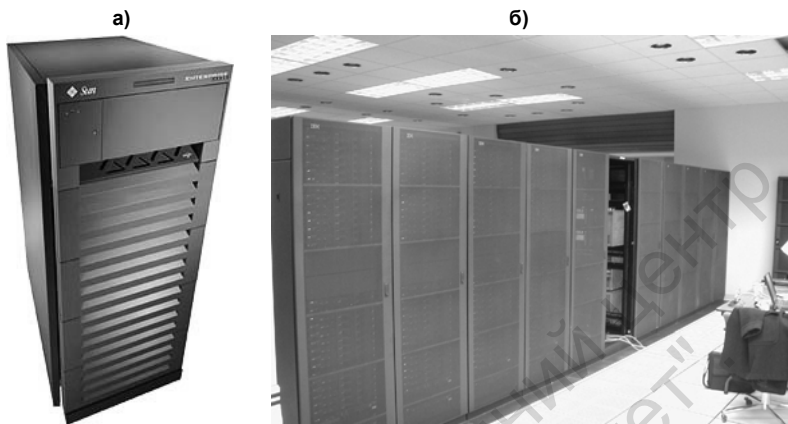


Рис. 18.7. Серверна (а) та робоча станція Sun(б)

Focus містить три основні елементи графічного інтерфейсу:

- об'єктно-орієнтовану обробку;
- меню з табличним керуванням;
- загальносистемні графічні інструментальні засоби.

Об'єктно-орієнтована технологія може вплинути на ефективність розробки програмного забезпечення. Більше того, об'єктно-орієнтована технологія при її застосуванні до програмного забезпечення може бути розширена для розробки концепцій навіть за відсутності точної об'єктної структури.

Focus використовує мережну графічну систему керування вікнами для робочих станцій, іменовану X Window System, розроблену Массачусетським технологічним інститутом (США). Дослідник може одночасно активізувати кілька програмних додатків або процесів і працювати з ними одночасно в окремих вікнах, зображених на екрані робочої станції. Робота системи керування вікнами контролюється керуючою програмою Open Windows або Motif.

18.4.1.1. Основні модулі системи

У системі Focus існує чітка ієрархія, якій підпорядковані ті чи інші модулі. Ієрархія має такий зміст: Prestack (до підсумовування), Poststack (після підсумовування), Categories (категорії),

AVO (залежність амплітуди відбиття від відстані до джерела), VSP (вертикальне сейсмічне профілювання), 3D (тривимірна обробка). Основними модулями будемо називати ті, які використовуються безпосередньо при обробці сейсмічних даних (табл. 18.3).

Таблиця 18.3. Основні модулі системи Focus при обробці даних 2-D сейсмозвідки

Найменування процедури в системі Focus	Повна назва процедури (англ. мова)	Переклад процедури
AGC	Automatic Gain Control	автоматичне регулювання підсилення
COHERE	Two-Dimensional Dip Filtering	двовимірний фільтр (когерентний)
COLLECT	Ensemble Combining	об'єднання ансамблів
DECADPT	Adaptive Gap Deconvolution	адаптивна деконволюція
DECONA	Time-Variant Spike, Predictive or Band Pass Deconvolution	деконволюція з передбаченням
DEPCON	Time-to-Depth or Depth-to-Time Data Conversion	час-глибина або глибина-час перетворення
DESCALE	Trace Scaling Removal	вирівнювання трас (вивід)
DSIN	Seismic Trace Input	введення сейсмічної інформації-трас
DSOUT	Output Paradigm File	виведення сейсмічної інформації у форматі Paradigm
DUMIN	Dummy Trace Input	макет сейсмічної траси на ввіді
FILTER	Seismic Trace Filtering	фільтрація сейсмічних даних трас
GAIN	Scaling and Spherical Divergence Correction	масштабування та поправка за сферичне розходження

Закінчення табл. 18.3

Найменування процедури в системі Focus	Повна назва процедури (англ. мова)	Переклад процедури
GIN	Trace Sequential Tape Input	введення сейсмічної інформації
GOUT	Trace Sequential Tape Output	вивід сейсмічної інформації в різних форматах
HDRMATH	Header Value Calculation	математичне обчислення заголовків трас
MARINE	Marine Geometry Definition	формування геометрії спостережень за морськими даними
MIGFX	Omega-X Finite Difference Migration	міграція, кінцево-різницьвий метод
MIGRATE	Wave Equation Migration	міграція за хвильовим рівнянням
MUTE	Seismic Trace Muting	мьютінг сейсмічних трас
NMO	Normal Moveout Correction	нормальний приріст годографа відбитої хвилі
PRADMUS	Parabolic Radon Transform	перетворення Радону
PROSHOT	3D Land Geometry Assignments to Trace Headers	геометрія
SORT	Gathering and Sorting	сортування
STACK	Stacking	підсумовування
TSCALE	Trace Equalization	вирівнювання трас
VELDEF	Time-Velocity Storage	час-швидкість
VELTR	Velocity Trace Generation	генерування трас за швидкостями

18.4.1.2. Послаблення кратних хвиль і завад

Одним з основних завдань обробки сейсмічних даних є виокремлення корисних компонентів сигналу на тлі завад. Покращання співвідношення сигнал/завада досягається у процесі використання різного роду процедур, таких як: двовимірна та когерентна фільтрація, F-K фільтрація, фільтр Радону та ін. У системі Focus послаблення завад (рис. 18.8, 18.9) реалізовано за таким алгоритмом:

- Фур'є-перетворення в коротких тимчасових вікнах;
- обчислення медіанного значення амплітудного спектра для кожної частотної смуги;
- граничне значення для завади визначається як медіанне значення для кожної частотної смуги;
- масштабування значень амплітудного спектра, що перевищують граничне значення для даної частотної смуги в межах заданого користувачем діапазону трас.

Важливим завданням при обробці морських сейсмічних матеріалів є коректне віднімання кратних хвиль. У системі Focus цей підхід реалізований завдяки одній із процедур, яка має назву PRADMUS (Parabolic Radon Transforms), що в перекладі означає *трансформація Радону по параболох*. PRADMUS є первинним конструктором моделі вирахування енергії багатократних відбиттів із вхідних сейсмозаписів. Radon Analysis трансформує дані у простір "час кінематичний зсув", так що може бути обраний потрібний м'юутінг (у просторі *час – кінематичний зсув*) для послаблення енергії однократних хвиль. Усе, що залишається після цього, – це енергія кратних хвиль, яка може бути вирахована за вхідними даними (рис. 18.10, 18.11).

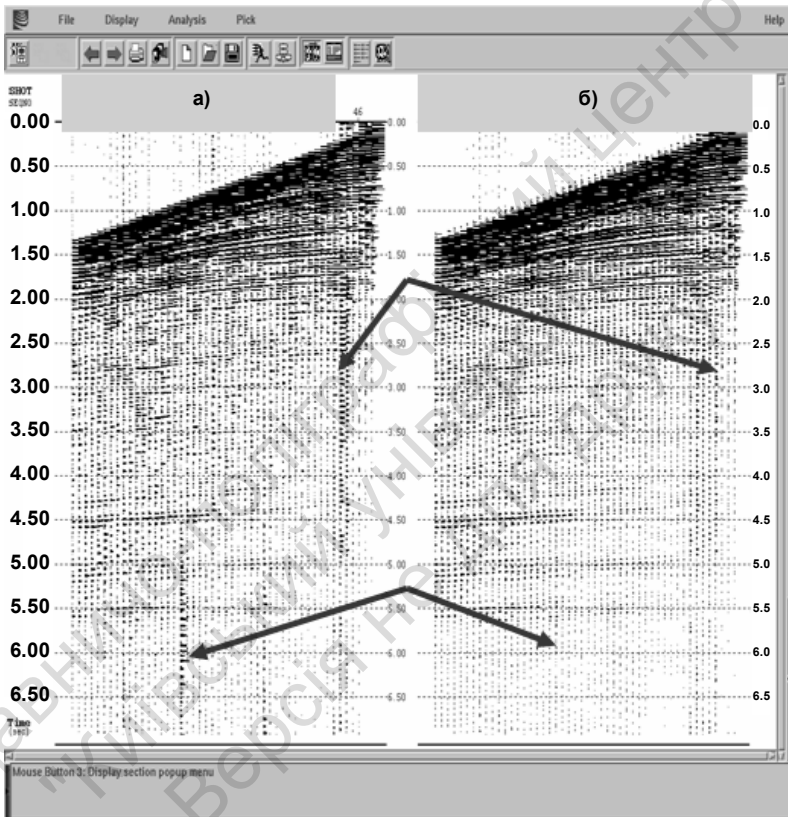


Рис. 18.8. Сейсмограми:

а – до застосування віднімання кратних хвиль;
 б – після застосування віднімання кратних хвиль

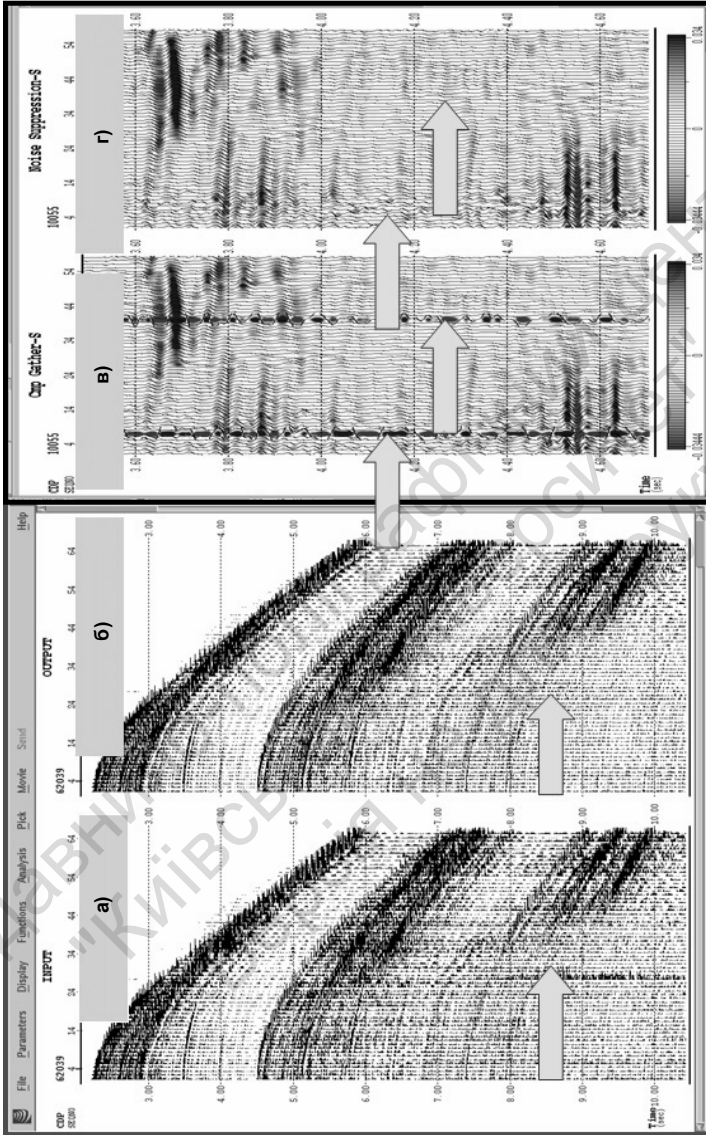


Рис. 18.9. Сейсмограми з послабленням завад:
 а – перед відніманням; б – після віднімання; часові розрізи за даними сейсмограм:
 в) перед відніманням, г) після віднімання

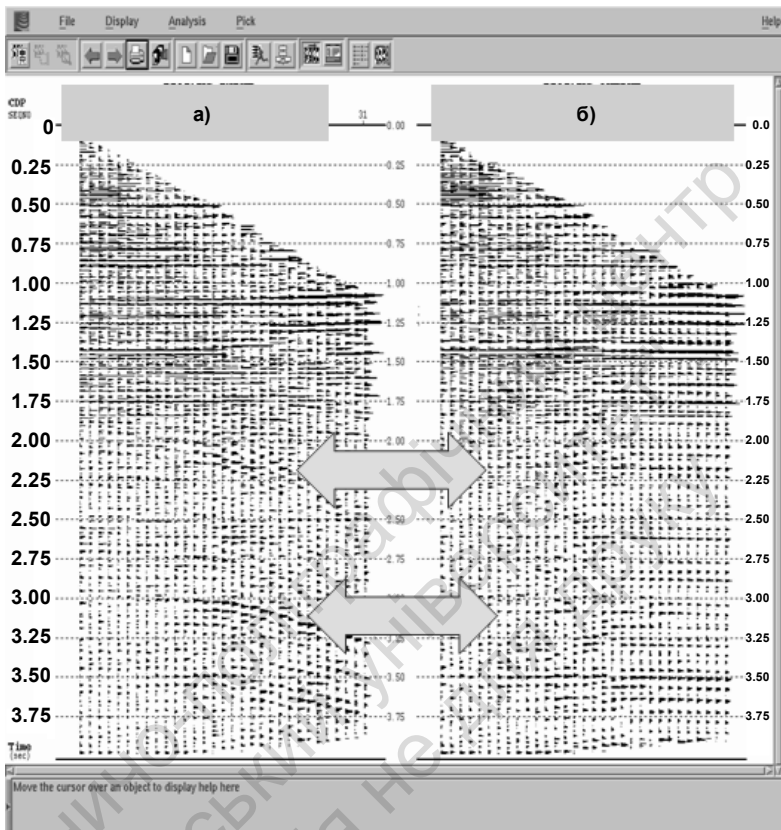


Рис. 18.10. Кінцевий результат процедури перетворення Радону:
 а – перед застосуванням алгоритму;
 б – після застосування алгоритму

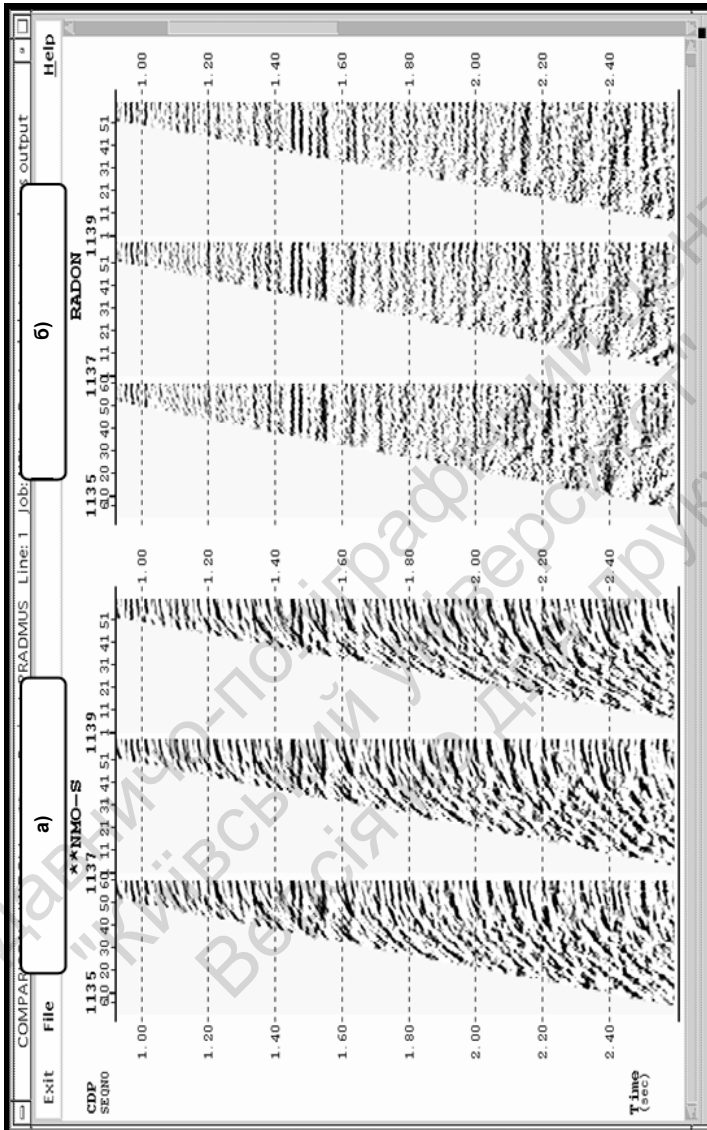


Рис. 18.11. Часові розрізи по сейсмограм, які зображені на рис 18.9, Сейсмограми із послабленням завад у зоні час-частота: а) перед відніманням, б) після віднімання

18.4.1.3. Процедура DMO та міграція

Мета міграції полягає в перетворенні вхідного сейсмічного розрізу СГТ таким чином, щоб він відтворював дійсне просторове положення горизонтів, що відбивають хвилю. Міграція реалізується за допомогою процедури MIGRATE (рис. 18.12), що дозволяє одержати дані, наближені до мігрованого розрізу (рис. 18.14, 18.15).

Часткова міграція до підсумовування в області часу (DMO) у системі відбувається таким чином: коригуються дані, що містять відбиття від похилих меж у таким спосіб, щоб та сама функція NMO забезпечувала коректне підсумовування незалежно від нахилу відбиттів. Ця властивість дозволяє коректно розв'язувати проблему підсумовування даних навіть у тому випадку, коли сейсмічні відбиття з різними нахилами мають один і той самий час пробігу і місце розташування.

Інша мета програми DMO полягає у створенні, на додаток до зсуву за часом, латеральних зсувів енергії від траси до траси в розрізах з рівновіддаленими трасами. Ці зсуви такі, що при пересортовуванні трас у сейсмограми ССТ ефективні точки відбитих хвиль збігаються незалежно від нахилу. Сейсмограми ССТ стають дійсними сейсмограмами СГТ. Застосування DMO усуває розсіювання точок відбиття в сейсмограмах ССТ.

У системі обробки використовують різного роду міграції, які можна поділити за категоріями:

Poststack 2D – двовимірні після підсумовування;

Prestack 2D – двовимірні до сумовування;

Poststack 3D – тривимірні після сумовування.

Ці категорії реалізовано такими алгоритмами:

F-K Migration – F-K міграція;

Phase-shift Migration - міграція зсувом фази;

Finite Difference Migration – концеворізницева міграція

Kirchhoff Migration – міграція Кірхгофа;

Reverse-Time Migration – міграція зворотного часу.

Міграція може застосовуватися як до ще не підсумовуваних (рис. 18.16), так і до підсумовуваних даних (рис. 18.14, 18.15).

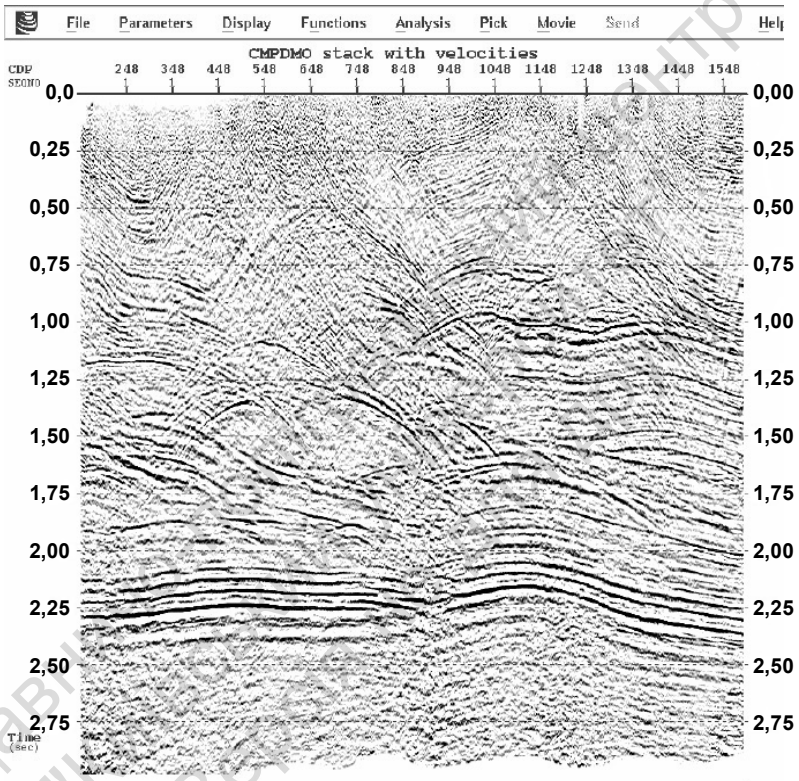


Рис. 18.12. Часовий розріз після **DMO**-перетворення

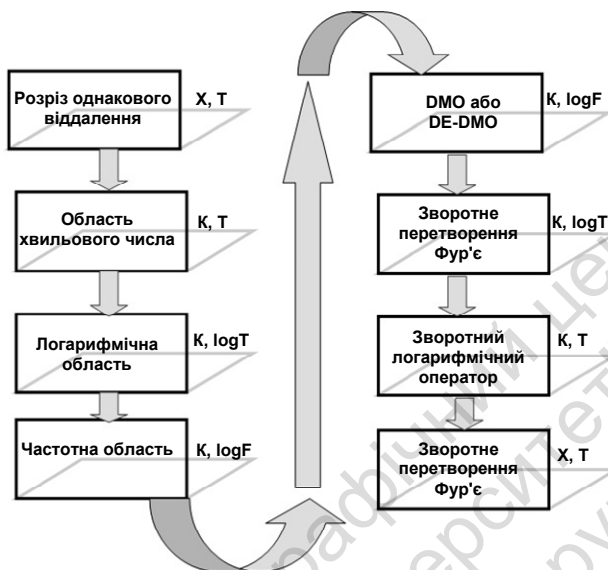


Рис. 18.13. Послідовність виконання процедур у програмах, що виконують DMO

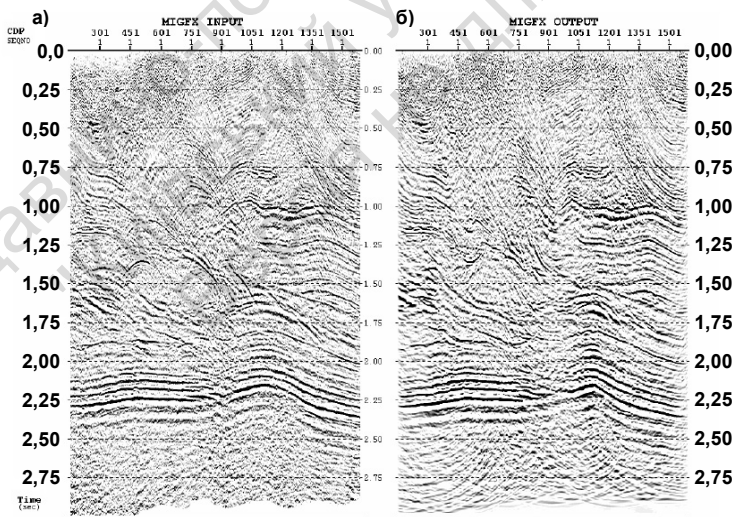


Рис. 18.14.

а – часовий розріз до міграції; б – часовий розріз після застосування міграції

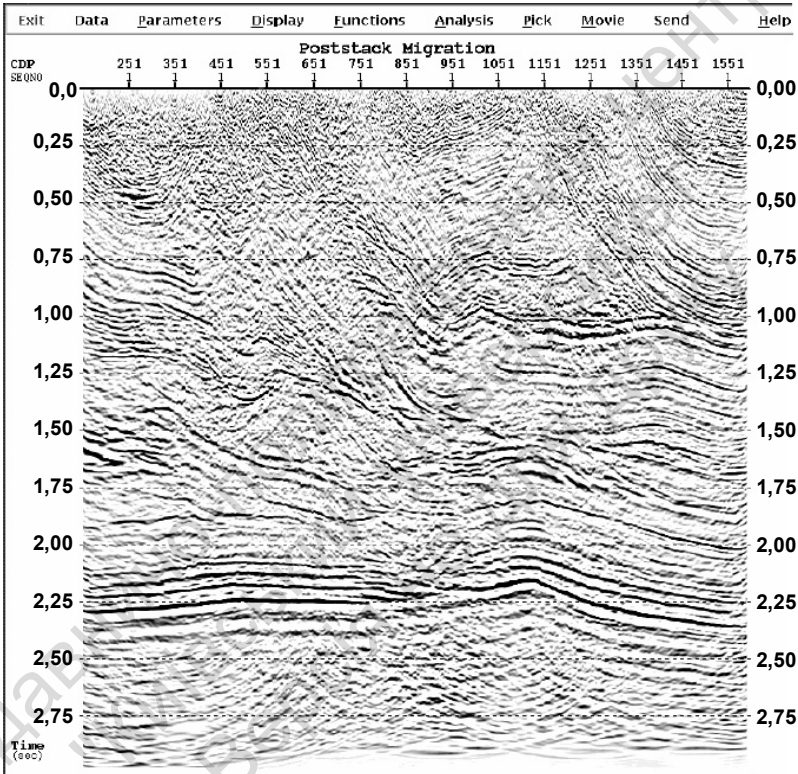


Рис. 18.15. Мігрований часовий розріз після підсумовування по СГТ

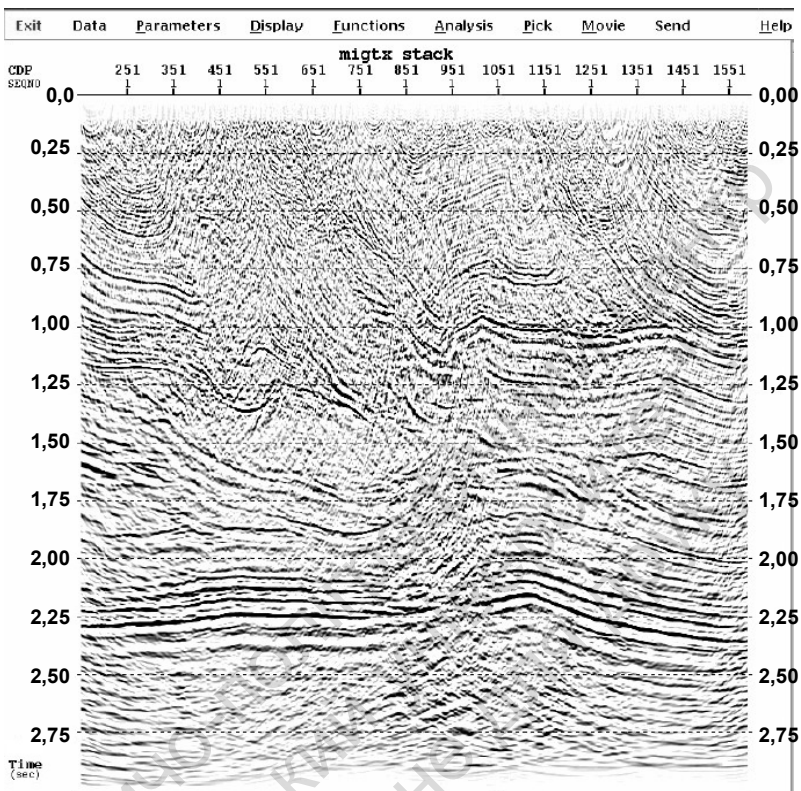


Рис. 18.16. Мігрований часовий розріз до підсумовування по СГТ

18.4.1.4. Засоби аналізу швидкостей

Система Focus надає можливість створювати і редагувати швидкісне поле. Зручним у системі є створення такого поля методом скінченно-різницевого моделювання; коригування нестабільних ділянок після перетворення швидкостей RMS в інтервальні; отримання швидкісного поля, яке є узгодженим із структурою сейсмічного розрізу для введення в глибинну міграцію; і швидкісного поля, яке перекриває сейсмічний розріз для контролю якості.

У системі обробки сейсмічних даних реалізовані модулі для аналізу швидкостей. Вони знаходяться в розділі Prestack (до сумування) підрозділ Velocity (швидкість) (рис.18.17).

(DEFINE) Define Time–Velocity Pairs Manually
(DNMO) Differential NMO Correction
(ETADEF) Interactive Long Offset Moveout Analysis
(NMO) Apply NMO correction
(NMO) Remove NMO correction
(VELDEF) Interactive Velocity Analysis
(VELMOD) Velocity–depth Model Building
Velocity Utility

Зручним є використання пар: час/швидкість або час/глибина, які реалізуються за допомогою модуля VELDEF. Їх можна представити в одному із

чотирьох типів функцій. Ці функції визначаються за допомогою TYPE параметра. Це функції:

Рис. 18.17. Перелік модулів для аналізу швидкостей в системі

чотирьох типів функцій. Ці функції визначаються за допомогою TYPE параметра. Це функції:

Вхідний параметр	Тип функції
TVRMS	час/гранична ефективна швидкість
TVINT	час/інтервальна швидкість
T1DEPTH	час пробігу в одному напрямку/глибина
T2DEPTH	подвійний час пробігу/глибина

VELDEF забезпечує розрахунки інтервальних швидкостей, які використовуються з метою контролю якості одержаних результатів. Інтервальні швидкості розраховуються за формулою Дікса:

$$v_{\text{interval}} = \sqrt{\frac{(v_{n+1}^2 T_{n+1}) - (v_n^2 T_n)}{T_{n+1} - T_n}}$$

де: $V_{\text{interval}} = \text{Dix}$ інтервальна швидкість між двома парами $T - V_{\text{rms}}$; $T_n, V_n = \text{Час}, V_{\text{rms}}$ для початку інтервалу, в якому розраховується швидкість; $T_{n+1}, V_{n+1} = \text{Час}, V_{\text{rms}}$ для кінця інтервалу в якому розраховується швидкість.

Швидкісний аналіз, реалізований в модулі VELDEF (рис. 18.18), який забезпечує можливість інтерактивного аналізу швидкостей та модифікацію швидкісного поля. Може бути використаний ручний або автоматичний режим. Програма дозволяє розраховувати швидкісні спектри і здійснювати їхнє сканування для контролю якості при введенні кінематики в сейсмограми в реальному часі.

18.4.1.5. Візуалізація сейсмічних даних

Візуалізація даних у Focus реалізована спеціалізованою програмою Viewer (рис. 18.19, 18.21), яка забезпечує візуалізацію отриманих результатів безпосередньо з бази даних системи обробки Focus. Вікно View Data (перегляд даних) використовується для отримання доступу до сейсмічних даних і для їхньої візуалізації в інтерактивному режимі. Є можливість одночасного доступу до декількох дискових файлів, і вони візуалізуються разом або в режимі накладання з метою зіставлення даних. Вікно View Data може бути використано для вибору із підсумовуваних даних ділянок аналізу для їхнього введення в різні програми обробки Focus (такі, напр., як швидкісний аналіз). Дані можуть бути відображені без інформації про проект і профіль.

	Name	Data Type	Data Sub-type	Vertical Axis	Primary Key	Size (Bytes)
1	01_issx	Seismic	Amplitude	Time	User Defined	318875584
2	03_issx_geom	Seismic	Amplitude	Time	Shot	328101408
3	06_Stack_Brutto	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	6270745
4	04_geom_ed	Seismic	Amplitude	Time	Shot	328870486
5	08_only_rad_issx	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	328872608
6	08_Stack_Rad_issx	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7196685
7	10_Dec_after_rad_issx	Seismic	Amplitude	Time	Shot	616967040
8	11_Stack_Rad_Dec_issx	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7196702
9	13_Stack_Rad_Dec_issx_V1	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7196712
10	15_Stack_Rad_Dec_issx_V2	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7196712
11	16_rad_dec_issx_rad2	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	328872480
12	17_Stack_Rad_Dec_Rad2_issx_V2	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7193294
13	18_Stack_Rad_Dec_Rad2_issx_V2_bot	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7036778
14	18_2_DMO_Rad_Dec_Rad2_issx	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	343563520
15	18_3_Stack_DMO_Rad_Dec_Rad2_issx_V2_bot_netu	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7214015
16	20_Stack_Rad_Dec_Rad2_issx_V3_bot	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7214011
17	Stack_Brutto	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	9860
18	FS_old	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7231023
19	21_FS	Seismic	Amplitude	Time	Cmp	7214252
20	22_MIGFX	Seismic	Amplitude	TimeMigrated	Cmp	7212844
21	23_PreStack_Migr	Seismic	Amplitude	TimeMigrated	Cmp	343563520
22	post_migr	Seismic	Amplitude	TimeMigrated	Cmp	7204869
23	post_migr_nmo_issx	Seismic	Amplitude	TimeMigrated	Cmp	7205074
24	post_migr_nmo_migr	Seismic	Amplitude	TimeMigrated	Cmp	7205077

Comment :
Filter by Name Display Filter Tree

OK Close

Рис. 18.18. Вікно програми Viewer (переглядач), яка використовується для візуалізації сейсмічних матеріалів

a)

```

Dataset : 21_FS
File Primary Key      : CDP
Max Traces per Ensemble : 0
Physical File Name :
/export/disk5/survey/sea/Line_AAAS
0000008500900bc1.000000.00000031
User Name : sanya
File Permissions : -rw-r--r-
Format : Float 16 ; minval = 0.00 ; maxval = 1409049984.00
-----
| CMP :                               | Time :                               | |
|---|---|---|
|First          53                    |Min. [ms]      0.00                   |
|Last           2141                   |Max. [ms]     5992.00                 |
|Increment       1                     |Sample rate[ms] 4.00                  |
|Interval[m]     25.00                  |No[Samples]    1499                   |
|No[Traces]     2089                    |-----|-----|

```

6)

```

Dataset : 21_FS
** JOB      10 26-JAN-2006 11:22:01.00
** Tut_21_01imp_Final_stack
**LIB JOB $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**JOB SEA 508678
**LIB DSIN $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**CALL DSIN 5996
FILEID 0000008500900bc1.000000.00000030
LABEL 20_Stack_Rad_Dec_Rad2_isx_V3_bot
RANGE 53 2141 1 1
**LIB DECONA $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**CALL DECONA cdp cdp 1.34e8 NODEC NOHANN
KEYDEF 1 52 1800
GAP 51 TIME 100 1
400 4000 400 4000 500 3000 500 3000
GAP 51 20 10
2500 4500 2500 4500 4500 5996 4500 5996
**LIB COHERE $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**CALL COHERE 7 11 ACROSS
PASS 0.6
FILTERS
1 -5 5 10 60 11 30
**LIB COHERE $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**CALL COHERE 51 15 ACROSS cdp
REJECT
KILL
TVFILT 1
3000 5996 -30 -25 18 60 0
**LIB COHERE $PG_ROOT/base/arch/SunOS_5.6_ultra/lib/disco/disco.pdl
**CALL COHERE 51 15 cdp
REJECT
KILL
TVFILT 1
3000 5996 25 30 18 60 0

```

Рис. 18.21. Інформаційні вікна програми Viewer

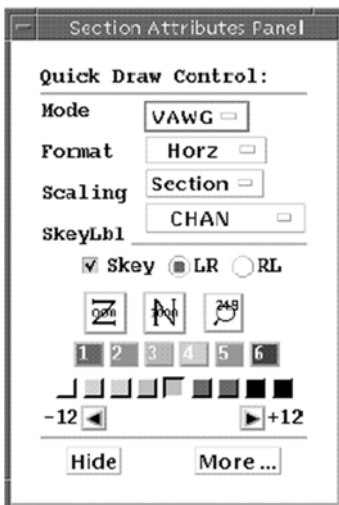


Рис. 18.21. Вікно Section Attributes (секційні атрибути) програми Viewer

Сейсмічні матеріали виводяться за допомогою панелі Section Attributes (рис. 18.21), яке дозволяє візуалізувати матеріали в такому вигляді:

– Auto – це режим за замовчанням. Дані відображаються способом змінної області, але, якщо відстань між трасами стає дуже малою, графічні карти не можуть відображати дані й екран залишається пустим. Режим Auto (рис. 18.22) автоматично переключає режим із змінною областю на змінну густина, що дозволяє візуалізувати дані;

– VAWG режим (змінна область з огинаючою) (рис. 18.23);

– VD (змінна густина) (рис. 18.24);

– VA (змінна область) (рис. 18.25);

Зміна режиму VAWG на VD дає можливість отримати режим змінної густини із згинаючою (рис. 18.26).

Система Focus має високу ефективність завдяки реалізації паралельних обчислень за рахунок розпаралелювання як прикладних, так і загальносистемних процедур. Це особливо важливо для громіздких, з точки зору машинного часу, процедур до і після підсумовування сейсмічних трас.

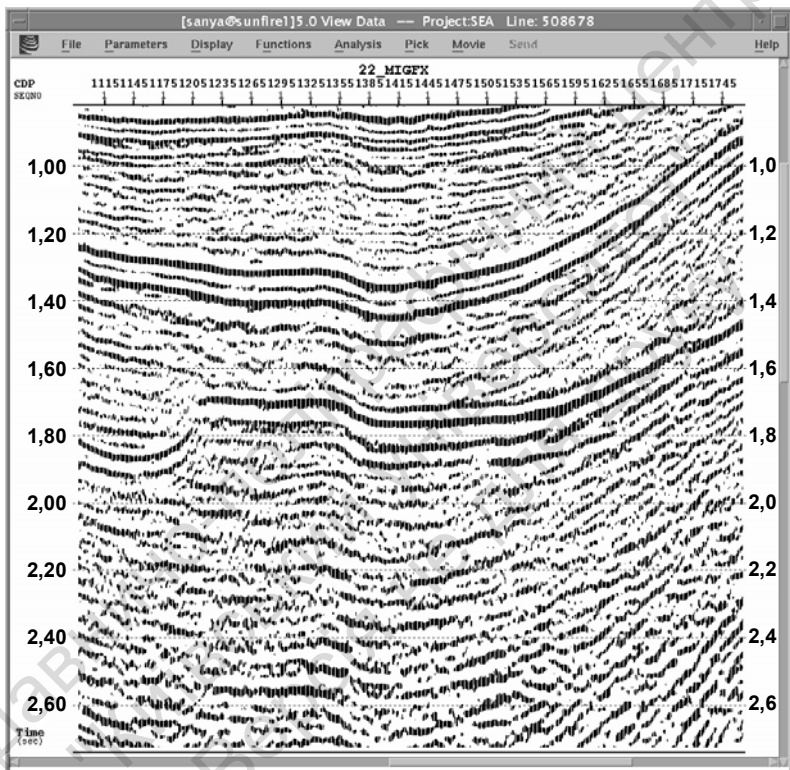


Рис. 18.23. Візуалізація часового розрізу в режимі Auto

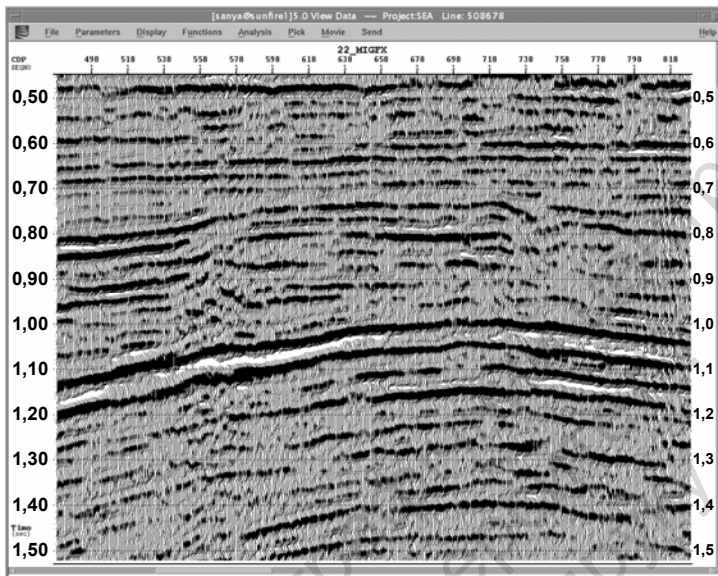


Рис. 18.24. Візуалізація часового розрізу в режимі "змінна область з огинаючою"

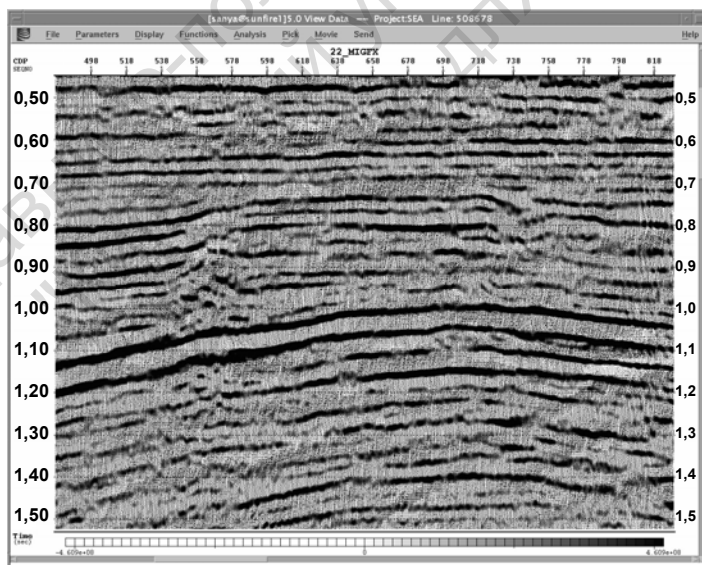


Рис. 18.25. Візуалізація часового розрізу в режимі змінної густини

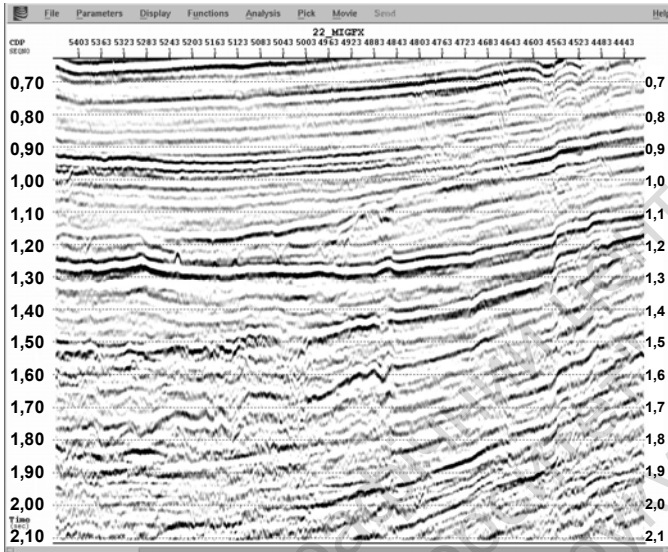


Рис. 18.26. Візуалізація часового розрізу в режимі змінної області

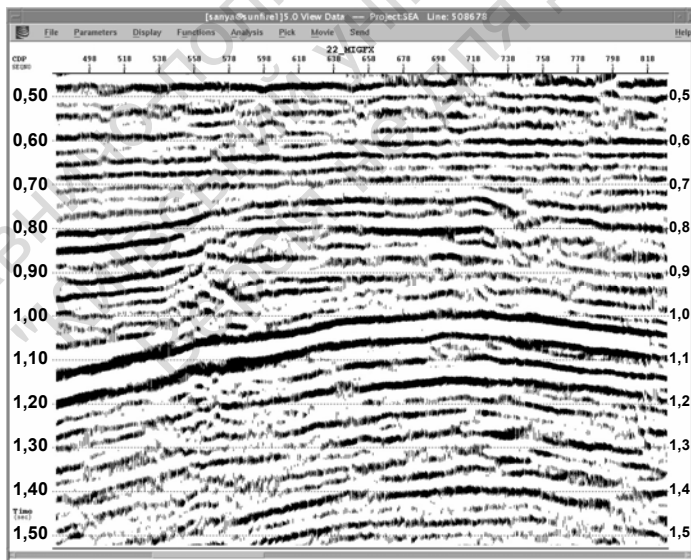


Рис. 18.27. Візуалізація часового розрізу в режимі змінної густини з огинаючою

18.4.2. Система обробки сейсмічних даних ProMax

Автоматизована система обробки сейсмічної інформації ProMAX 2D/3D надає нові можливості для підвищення якості та швидкості обробки матеріалів. Особливо велике значення це має при застосуванні площинних систем спостережень у польових роботах методом 3D-сейсморозвідки. Результативність і ефективність таких досліджень багато в чому залежить від використаної системи взаємного розташування пунктів збудження та пунктів прийому.

Важливе місце в плані результативності обробки посідає процес визначення апріорних статичних поправок. Особливо це має вирішальне значення в умовах складного рельєфу та неоднорідності верхньої частини розрізу. У таких випадках доцільно розраховувати статичні поправки по перших вступях на сейсмограмах. Для цього система ProMax включає набір процедур. Система має також сучасний арсенал процедур міграцій і різні алгоритми розв'язку хвильового рівняння.

Завершальним етапом інтерпретації даних сейсморозвідки є процес, спрямований на обґрунтування геологічної моделі побудови середовища. Тому, виконуючи обробку і тісно спілкуючись з інтерпретатором, необхідно перевіряти відповідність сейсмічної моделі геологічній і навпаки, що з часом може призвести до повторної, або навіть повної переобробки сейсмічних даних.

18.4.2.1. Узагальнений граф обробки сейсмічних даних системи ProMax

Узагальнений граф обробки сейсмічних даних автоматизованої системи ProMax наведено на рис. 18.28.

Введення польових сейсмограм і параметричної інформації здійснюється декількома шляхами залежно від того, якого формату та на яких носіях надходять в обробку сейсмічні дані та дані про геометрію спостережень. На практиці це означає, що частина профілів надходить в обробку в аналоговому вигляді, що викликає необхідність оцифрування вхідних даних на спеціальному автономному пристрої. Якість такого варіанта вводу сейсмічної інформації не завжди є задовільною, що призводить до повторного переоцифрування.

Повною мірою це стосується й іншого варіанта вводу, а саме вводу цифрових польових записів на магнітні стрічки, які мають дев'ять доріжок для запису з використанням програмно-технічного комплексу EXABYTE. Він дозволяє зчитувати вхідну інформацію, записану у форматі SEG-B, виконувати демультіплексацію та проводити запис у форматі SEG-Y на 8-мм картриджі. Найнадійнішим є ввід польових записів на картриджах типу 3480 або 3490 сейсмостанції Input-Output. Для зчитування інформації з таких картриджів використовувались накопичувач на магнітній стрічці Fujitsu та стандартні процедури системи ProMax.

Параметрична інформація, як правило, готувалася у вигляді комп'ютерних таблиць.

Введення апріорних статичних поправок здійснюється за допомогою стандартних прийомів, які використовуються і в системі ProMax. Крім того, є можливість використовувати декілька різних варіантів їхнього визначення.

Перший варіант базується на розрахунку поправок за рельєф поверхні спостережень. Він реалізується з допомогою програми Apply Elevation Statics і використовується в розрахунках значень рельєфу, лінії приведення, швидкості, вертикальних часів і глибини свердловин. Варіант зручний для користувача та надійно працює за регулярної системи спостережень. За умови застосування вібраційних джерел збудження пружних коливань і за відсутності значних аномалій в ЗМШ працює надійно.

Другий варіант – це розрахунок поправок по перших вступях. Реалізується також засобами системи ProMAX, але є досить громіздким через необхідність потрасного перегляду та уточнення значення перших вступів, якщо дозволяє якість вхідних матеріалів. У процесі обробки, як правило, застосовувався один з описаних вище варіантів залежно від специфіки сейсмічних даних та інформації, яка була в розпорядженні виконавця.

Редакція сейсмограм і відновлення амплітуд обов'язково виконується на всіх профілях. Це передбачає часткове або повне обнуління бракованих трас, зміну полярності, м'яутінг і використання в деяких випадках процедури редакції аномально-великих значень відліків трас в автоматичному режимі (Spike/Noise Burst Edit).

Щодо відновлення амплітуд, то після тестування параметрів така процедура як True Amplitude Recovery (відновлення дійсних значень амплітуд) допомагає компенсувати втрату енергії при збільшенні часу реєстрації. У певних ситуаціях виконується процедура автоматичного регулювання підсилення (AGC) із широким вікном розрахунку коефіцієнтів і навіть послідовне використання обох процедур.

Контроль наявності грубих помилок у статичних поправках і поправках за початок запису виконується в декілька циклів шляхом аналізу коротких рядів, сумотрас ПЗ і ПП, які формуються із трас оптимальних віддалень з точки зору найменшого впливу кінематичного фактора та достатньої динамічної виразності відбиттів для ефективного аналізу.

Деконволюція сейсмограм найчастіше здійснюється за допомогою процедури Spiking/Predictive Deconvolution після редакції, корекції амплітудного рівня та фільтрації частотних компонентів з високим рівнем шуму. Для фільтрації частіше використовується звичайний смуговий фільтр, у деяких випадках – двовимірна фільтрація у F-K області (F-K Filter).

Параметри деконволюції залежно від характеру сейсмічних даних постійно уточнюються в процесі обробки. Аналізу підлягають як вхідні сейсмограми, так і результат підсумовування за СГТ. Найбільша увага приділяється вибору інтервалу вікна розрахунку оператора зворотного фільтра та кількості таких вікон.

Слід зазначити, що така базова процедура, як деконволюція практично на кожному профілі вимагає великого обсягу тестувань.

Аналіз швидкостей підсумовування виконується кілька разів, що забезпечує уточнення значень швидкості $v_{\text{СГТ}}$ у різних точках профілю. Вхідною інформацією для процедури *Velocity Analysis* є сейсмограми СГТ після здійснення редакції, корекції амплітудного рівня, смугової частотної фільтрації та введення статичних поправок. Для контролю за якістю проведеної корекції застосовується процедура *Velocity Viewer/Point Editor*, яка відтворює поле швидкостей в координатах часового розрізу з проінтерпольованими значеннями між заданими швидкісними законами (рис. 18.29).

Корекція статичних поправок, як правило, завершується за декілька циклів, кожен з яких виконується по чергово після корекції кінематичних поправок. Вхідна інформація має бути попередньо підготовлена, що передбачає редакцію сейсмограм, корекцію амплітудного рівня, смугову частотну фільтрацію, деконволюцію, введення кінематичних і статичних поправок, максимально відкоригованих на той час.

Застосовуються три програми корекції залишкових статичних поправок: Maximum Power Autostatics, Correlation Autostatics та External Model Autostatics. Усі вони базуються на визначенні поправок поточних трас відносно модельних, які формуються за сукупністю вікон, попередньо описаних погоризонтно. Але підходи до формування модельних трас і алгоритми розрахунку поправок є дещо різні. Процедура Maximum Power Autostatics використовує метод, який розподіляє залишкові поправки за їхньою належністю до спільного пункту збудження і пункту прийому за максимальною енергією відбиттів на сумотрасах СГТ. Ця програма працює досить ефективно, навіть за низьких значень відношення сигнал/завада, але вимагає більше часу на розрахунки. Процедура Correlation Autostatics з метою розподілу поправок за пункт збудження та прийому використовує модифікований метод Гаусса – Зайделя. Додатково визначаються траси, які, можливо, мають зворотну полярність. Порівняно з попередньою процедурою остання потребує значно менше часу на розрахунки, але її ефективність за низьких значень сигнал/завада, відносно процедури Maximum Power Autostatics не така висока. Комплекс програм під назвою External Model Autostatics реалізується серією процедур, які по чергово готують і покращують модель, виконують розрахунок потрасних поправок і розподіляють їх за пунктом збудження, прийому, спільної глибинної точки та окремими трасами. В основі алгоритму теж лежить метод Гаусса – Зайделя. Цей комплекс добре працює на останніх етапах уточнення статичних поправок, коли можна вже більш упевнено задати модель по розрізу СГТ.

Процедура DMO, яку часто називають *неповною міграцією*, дає можливість привести кожний відлік траси до того положення, яке б він мав при нульовому виносі пункту збудження, що особливо актуально при збільшенні кутів нахилу відбиттів. Для її практичної

реалізації використовується процедура Common Offset F-K DMO. На вхід використовуються сформовані із рівновіддалених трас сукупності мінімальних за кратністю часових розрізів. Це означає, що кожна траса займає своє місце в підборі рівновіддалених трас, після чого і виконується DMO-перетворення та за необхідності на наступному кроці уточнюються швидкості підсумовування. Це забезпечує підвищення роздільної здатності сейсмічних даних, пониження рівня когерентного шуму та поліпшення результатів подальших міграційних перетворень. Але метод чутливий до нерегулярних систем спостережень, і тому ефективність його використання значною мірою залежить саме від цього фактора.

Міграція часового розрізу являє собою одну із завершальних фаз графа обробки. В автоматизованій системі ProMAX застосовуються різні процедури міграційних перетворень: міграція в частотній області – Memory Stolt F-K Migration, *міграція Кірхгофа* – Kirchhoff Time Migration та *кінцево-різницева міграція* – Steep Dip Explicit FD Time Migration. *Міграція в частотній області* є зручною процедурою через те, що для її застосування використовують швидкості СГТ, що можуть змінюватися по латералі та потребує небагато часу на розрахунки. Але точність оцінки сейсмічного знесення зменшується при збільшенні кутів нахилу відбиттів. Дві інші програми як такі, що потребують значних витрат машинного часу, виконуються тільки один раз – після уточнення параметрів міграційних перетворень процедурою *Memory Stolt F-K Migration*. Швидкості для міграції попередньо редагуються та згладжуються програмними засобами системи ProMAX.

Процедура *Kirchhoff Time Migration* (міграція за Кірхгофом) використовується частіше тому, що добре зарекомендувала себе в умовах варіації швидкостей по вертикалі й латералі та значних кутах нахилу відбиттів. Вона більш технологічна, оскільки працює зі швидкостями СГТ.

Процедура *Steep Dip Explicit FD Time Migration* (кінцево-різницева міграція) більш ефективна при міграційних перетвореннях у складно побудованих геологічних розрізах, при варіаціях швидкості по вертикалі й латералі та великих кутах нахилу відбиттих елементів. Але ця процедура вимагає на розрахунки значно більше часу, ніж попередні програми.



Рис. 18.28. Узагальнений граф обробки сейсмічних даних автоматизованої системи ProMax

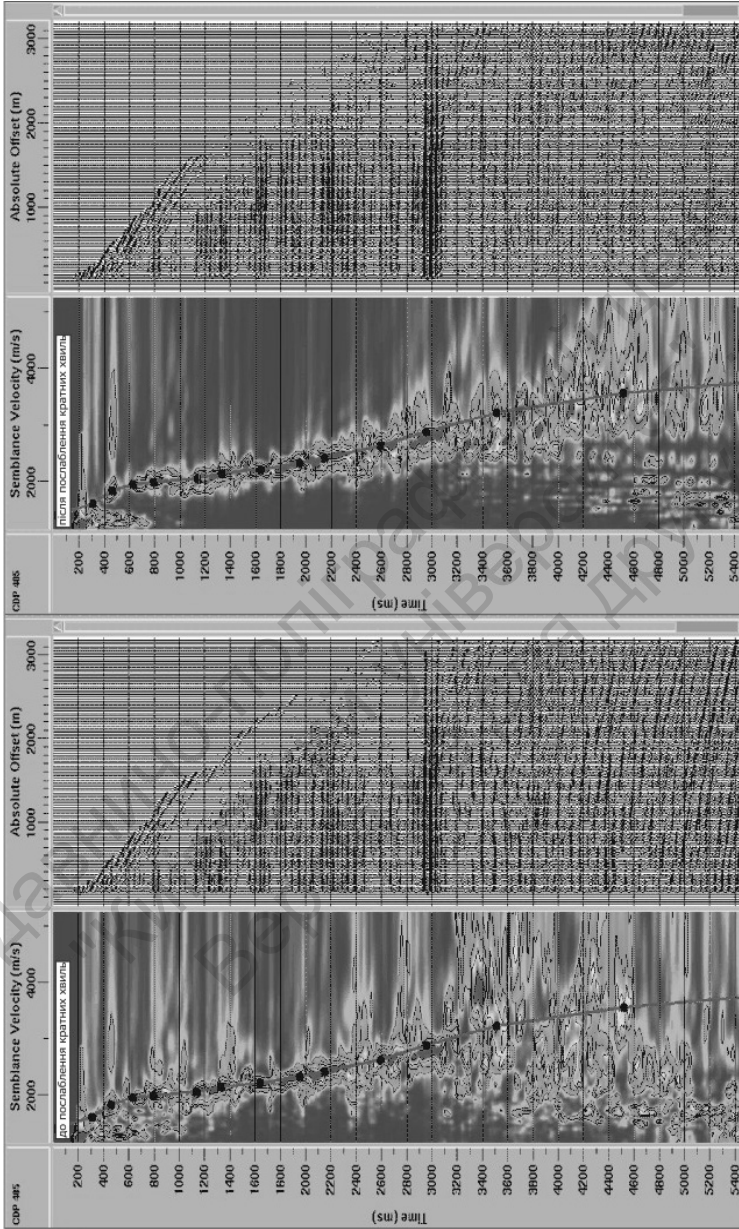


Рис. 18.29. Вертикальний спектр швидкостей та розгортка трас СГТ до та після послаблення кратних хвиль

Запитання для самоконтролю

1. Яка головна мета обробки сейсмічної інформації?
2. Яка функція має назву дельта-функції, яким чином ця функція застосовується?
3. Охарактеризуйте основні математичні операції, які застосовуються при обробці сейсмічних даних.
4. Як оцінюється за допомогою спектральних перетворень енергія сигналу?
5. Які основні математичні властивості мають перетворення Фур'є?
6. Дайте визначення частоти Найквеста?
7. Що являє собою в математичному відношенні операція згортки?
8. Для чого використовуються при обробці кореляційні функції?
9. У чому суть процедури демультіплексації сейсмічного запису?
10. Що таке лінія приведення сейсмічних спостережень?
11. Що відображає статична поправка за пункт збудження та пункт приймання?
12. Які основні принципи корекції статичних поправок ви знаєте?
13. Яка мета введення кінематичної поправки? На основі чого розраховуються вхідні кінематичні поправки?
14. Охарактеризуйте основні види фільтрів?
15. Що розуміють під терміном *деконволюція*? Які види деконволюції ви знаєте?
16. Яка головна мета міграційних перетворень? Які способи та алгоритми міграції ви знаєте?
17. Чому процедури обробки роблять вирішальний внесок при отриманні сейсмічного зображення середовища?
18. Сукупністю яких ознак керуються при виборі оптимальних значень досліджуваних параметрів процедур обробки?

ІНТЕРПРЕТАЦІЯ СЕЙСМІЧНИХ ДАНИХ**19.1. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ**

Інтерпретацію сейсмічних даних виконують на всіх етапах їхнього перетворення, через те що за відсутністю своєчасного аналізу і геологічного тлумачення проміжних матеріалів неможливо одержати повноцінні остаточні результати. Етап складання розрізів і карт, який завершує складний процес сейсмічних досліджень, також об'єднує всі стадії обробки та інтерпретації. Але в цьому випадку інтерпретація має вирішальне значення через те, що вже на цьому етапі формується кінцевий геологічний результат. При здійсненні геологічної інтерпретації сейсмічних даних використовують всю наявну і доступну інформацію про структурно-тектонічну і фаціально-літологічну будову геологічного розрізу району досліджень, дані буріння, каротажу, а також результати польових досліджень інших геофізичних методів. Це особливо важливо для районів зі складними сейсмогеологічними умовами, за яких сейсмічні побудови часто виявляються неоднозначними.

Сейсмічні матеріали зазвичай інтерпретуються геофізиками і геологами. Ідеальний інтерпретатор поєднує в собі знання геофізики і геології. Він добре розуміється на процесах, пов'язаних зі збуренням і розповсюдженням пружних хвиль, впливом реєстральної апаратури і цифрової обробки на експериментальні дані, а також розуміє фізичний зміст сейсмічних даних. Водночас геологічний досвід допомагає йому правильно осмислити великий обсяг необхідної інформації, значна частина якої суперечлива, і прийти до найбільш вірогідного геологічного трактування отриманих даних. На жаль, не всі інтерпретатори мають необхідні знання і досвід як у геології, так і в геофізиці. З огляду на це, для

успішного здійснення інтерпретації геологи і геофізики мають співпрацювати в тісному контакті.

Вилучення геологічної інформації на підставі сукупності багатьох, часом навіть не суттєвих фактів, базується не лише на інтуїції інтерпретатора, але й на глибокому розумінні ним фізичних законів. Наприклад, скорочення з глибиною часових інтервалів між відбиттями в бік падіння пласта може бути викликано як зростанням швидкості з глибиною, так і зменшенням потужності відкладів, а течія солі або глини може викликати ілюзію появи структур у більш глибоких горизонтах. Знання фізичної сутності наведених явищ допомагає уникнути помилок при їхній інтерпретації.

Геометричне фокусування, обумовлене криволінійною відбивною межею, може створювати різні ефекти, особливо в тих випадках, коли неточно здійснено міграцію, і енергія, яка розповсюджується від джерела, розташованого з одного боку профілю, може інтерферувати з іншими відбиттями. При цьому утворюється хвильова картина, яка може бути помилково проінтерпретована, якщо не з'ясована її істинна природа. Неправильна цифрова обробка може також бути однією із причин помилкового тлумачення сейсмічних даних.

При пошуках сейморозвідкою нафти і газу основною метою інтерпретації є побудова структурної карти. Які конкретно структури можуть бути присутні в районі досліджень і які їхні елементи пов'язані між собою, визначає, як правило, тектонічна обстановка. Серед структур осадових басейнів спостерігаються розломи, складки, структури течії, рифи, поверхні неузгодженості, палеорусла і стратиграфічні пастки.

З огляду на все зазначене вище, глибоке знання теоретичних основ сейсмічної інтерпретації й геологічної інформації, зокрема геологічної задачі, яку необхідно розв'язати в процесі інтерпретації, допомагає уникнути помилкових висновків.

Одним із завдань інтерпретації є вивчення геологічної історії району. З цією метою для інтерпретації сейсмічних даних широко використовуються результати каротажних досліджень свердловин, які мають бути пов'язані із сейсмічними даними таким чином, щоб їхня інтерпретація була узгодженою.

Основний інструмент інтерпретації – моделювання. *Пряме моделювання* являє собою побудову синтетичних сейсмограм, що

дає уявлення про те, чого слід очікувати від прийнятої геологічної моделі. Ця модель допомагає виявити в сейсмічному записі наявність таких особливостей, які відображають пошукові ознаки геологічних аномалій.

Зворотне моделювання – це одержання синтетичної каротажної діаграми (псевдоакустичний каротаж) за даними сейсморозвідки допомагає геологічному тлумаченню причин зміни форми сейсмічного імпульсу біля опорної свердловини, особливо у випадку, якщо спостереження ведуться поблизу зон стратиграфічних змін, зафіксованих даними свердловинних досліджень.

Слід зауважити, що латеральні зміни швидкостей можуть створювати ілюзію неіснуючих структур. Крім того, нерозпізнані ефекти тривимірних неоднорідностей можуть також спричинити помилки в інтерпретації.

Стратиграфічна інтерпретація полягає у виокремленні сейсмічних комплексів, які відповідають різним осадовим підрозділам, та уявленні сейсмічних фаціальних характеристик, які визначають умови осадконакопичення й аналіз змін характеру відбиттів, що дозволяє виявити як стратиграфічні зміни, так і накопичення вуглеводнів. Зміна амплітуди відбитих хвиль, швидкостей, частот або форми сейсмічного імпульсу часом може свідчити про накопичення вуглеводнів.

Глибинні сейсмічні дослідження мають надзвичайно велике значення у плані вивчення глибинних структур і будови та еволюції земної кори.

19.2. ПРОЦЕДУРИ ІНТЕРПРЕТАЦІЇ

У процесі інтерпретації сейсмічних даних у загальному випадку формують певні припущення, які в подальшому необхідно поступово або доводити, або спростовувати.

Найчастіше вважають, що існує прямий зв'язок між особливостями записів сейсмограм і геологічним розрізом, що досліджується, зокрема, припускають що:

- 1) регулярні осі синфазності на сейсмічних записах або на оброблених часових розрізах відповідають геологічним межах розрізу, які характеризуються різкою зміною акустичної жорсткості

гірських порід, зокрема з межами нашарувань, які відповідають геологічним структурам. Тому простеження вступів регулярних відбиттів має зв'язок з геологічною будовою, що дозволяє при врахуванні впливу швидкості й знесення побудувати структурну геологічну карту;

2) особливості сейсмічного запису, пов'язані зі зміною форми сейсмічного імпульсу та його амплітуди, пов'язані також з геологічними характеристиками розрізу – зі стратиграфією, літологією і пористістю порід та їхньою насиченістю флюїдом або газом.

19.3. ЗБІР І АНАЛІЗ ПЕРВИННИХ ДАНИХ

Інтерпретатор збирає разом усю інформацію, яка необхідна для інтерпретації, включаючи геологічні дані й результати дослідження свердловин. Необхідні для цього сейсмічні дані зазвичай включають сейсмічні розрізи, схематичну карту, швидкості та інші матеріали. Іноді інтерпретацію доцільно проводити одночасно з польовою і цифровою обробкою, оскільки в цьому випадку у інтерпретатора є можливість одержати додаткову інформацію і на її основі за необхідності змінити процедури польової й цифрової обробки або провести додаткові процедури для того, щоб підтвердити або відкинути припущення, за якими було прийнято рішення.

Майже завжди інтерпретатор змушений аналізувати декілька можливих варіантів інтерпретації сейсмічних даних. Така неоднозначність притаманна будь-яким вихідним даним і виникає внаслідок їхньої неповноти або неточності. Найкращий шлях подолання неоднозначності інтерпретації – це залучення додаткової інформації.

Додаткова інформація може бути як сейсмічною, так і геологічною – дані буріння та про приповерхневі геологічні структури або дані інших геофізичних методів.

Першочергове завдання інтерпретатора полягає у скрупульозній перевірці всіх наявних даних з метою виявлення неузгодженості розрізів або помилок реєстрації чи цифрової обробки. Сейсмічні траси, які не підлягали міграції, у місцях перетину профілів необхідно перевіряти на ідентичність.

Ділянки, у межах яких виконано швидкісний аналіз, мають бути представлені в масштабі час-швидкість і перевірені на узгодженість між собою уздовж лінії профілю. На часовому розрізі слід виокремлювати ділянки, де процедури обробки або ж параметри виводу змінювалися залежно від часу розповсюдження хвилі.

19.4. КАРТУВАННЯ ВІДБИВНИХ ГОРИЗОНТІВ

Повну інтерпретацію геологічного розрізу інтерпретатор починає з виокремлення очевидних особливостей сейсмічних записів. У першу чергу він здійснює кореляцію найбільш інтенсивних або характерних відбиттів і простежує ці відбиття доки вони впевнено реєструються на записах. Повна інтерпретація реалізується шляхом простежування характерних особливостей сейсмічних записів за їхньою надійністю і лише після цього інтерпретатор зосереджується на цільових відбиттях.

Горизонти, які виокремлюють на сейсмічних часових розрізах, забезпечують лише приблизне уявлення про їхнє положення на певній глибині. Для визначення просторового розташування сейсмічної межі необхідна обробка профілів у різних напрямках або ж залучення результатів площинної сейсморозвідки.

Осі синфазності, які виокремлюються на одному розрізі, зіставляються з осями синфазності на інших профілях, що перетинають цей розріз. Це робиться з метою ототожнення одних і тих самих горизонтів. Ідентифікація здійснюється на підставі виявлення характерних особливостей і часу вступу хвиль. Потім ці горизонти корелюють уздовж профілів, паралельних першому із них, і, врешті-решт, уздовж усіх профілів на всій площі, наскільки це дозволяє робити якість одержаних сейсмічних записів.

Якщо горизонт можна простежити за замкненим контуром, то інтерпретатор закінчує кореляцію на тому ж часі приходу хвилі, з якого він її розпочинав. Це замкнення контуру забезпечує перевірку надійності кореляції. Мігровані часові розрізи доцільно пов'язувати шляхом ідентифікації одних і тих самих відбиттів на профілях, що перетинаються.

На розрізах насамперед мають бути виокремлені опорні горизонти, які простежуються по всій площі досліджень або ж на більшій її частині. Опорні горизонти на часових розрізах виокремлюють порівняно з іншими горизонтами товстими лініями та приписують їм індекси, які вказують на їхню стратиграфічну прив'язку.

Стратиграфічна прив'язка опорних горизонтів здійснюється на основі сейсмокаротажних даних шляхом зіставлення часу приходу хвиль з вертикальним годографом, пов'язаним з геологічним розрізом свердловини. Найбільш повну інформацію про вертикальний годограф можна отримати з результатів інтерпретації даних ВСП і акустичного каротажу.

Після виокремлення горизонтів на часовому розрізі будують карти.

19.5. КАРТУВАННЯ ТЕКТОНІЧНИХ ПОРУШЕНЬ

За наявності тектонічних порушень на записах сейсмограм найчастіше спостерігається порушення неперервності відбиттів. Але при цьому слід звернути увагу на те, чи супроводжується порушення випромінюванням дифракційних хвиль. Вісь синфазності слід обов'язково простежити на сейсмічних записах уздовж профілів, що перетинають тектонічне порушення. Доцільно також провести кореляцію між осями синфазності за декількома трасами по обидва боки розриву. Будь-яке тектонічне порушення з метою оцінки його імовірності необхідно простежити від одного часового розрізу до іншого.

Тектонічні порушення найяскравіше виявляються на мігрованих часових розрізах через те, що в цьому випадку осі синфазності дифрагованих хвиль фокусуються в межах обмежених областей, які відповідають точкам дифракції.

У складно дислокованих розрізах інтерпретатор не повинен нехтувати тим, що нахилені ділянки межі можуть існувати не лише в площині часового розрізу, але можуть бути зумовлені боковими відбиттями. Для уникнення помилок необхідно особливу

увагу звертати на інтерпретацію профілів, які перетинають ділянки з особливо складною геологічною будовою.

Проте було б помилкою вважати, що тектонічні порушення, навіть за умови, що пласт відрізняється за акустичною жорсткістю від порід, що його вміщують, завжди чітко виявляється на часовому розрізі. Як уже зазначалося, порушення неперервності межі спричиняє утворення дифрагованої хвилі, яка змінює полярність у точці розриву. У цьому разі для країв порушеної формації додатна гілка годографа накладається з деякою часовою затримкою на від'ємну гілку від другого краю. Якщо часова затримка, викликана вертикальним зміщенням по скиду, мала або дорівнює одному періоду дифрагованої хвилі з деякою переважною частотою, то вісь дифрагованої хвилі для даної частоти буде майже знищена і для частот, близьких до переважної, майже непомітна.

Завжди виникає питання про імовірність реєстрації відбитих хвиль від площини скиду. Воно виникає незалежно від того, чи витримано спостерігаються осі дифрагованих хвиль уздовж площини скиду з утворенням когерентного відбиття.

Зазвичай це означає, що низка точок розсіювання розташована вздовж розриву, де одна гірська порода торкається до іншої, відмінної за своїми властивостями, протягом інтервалу, який складає декілька довжин сейсмічної хвилі. Тому доцільно вести мову про розподіл точок розсіювання на поверхні скиду, а не про відбиття від цієї поверхні. Міграційна обробка, якщо вона виконана з використанням надійно визначених швидкостей, дозволяє переконатися в тому, що енергія дифрагованих хвиль фокусується в зоні розлому, коли точки дифракції рівномірно розподілені поблизу вертикальної площини сейсмічного розрізу. Якщо порушується рівномірний розподіл (переважають точки дифракції з одного боку площини розриву), то дифраговані хвилі формують осі неправильної геометричної форми, які згущуються поблизу розсіювачів, і це викликає розмазування зон порушень на розрізі.

19.6. ВІДНОВЛЕННЯ ІСТОРІЇ ГЕОЛОГІЧНОГО РОЗВИТКУ РАЙОНУ ДОСЛІДЖЕНЬ

На сейсмічному часовому розрізі виокремлюються комплекси, межі між якими часто бувають найкращими відбивними межами. Якщо комплекси залягають між собою неузгоджено, це може свідчити про певні процеси протягом геологічної історії: зміни тектонічного режиму, формування ерозійної поверхні, трансгресія і т. ін. Межі між такими комплексами взагалі визначають перерву за шкалою геологічного часу і часто розмежовують відклади, які формувалися в різних умовах. Швидкість і динамічні параметри – амплітуда, миттєва частота та їхні варіації в напрямку нашарування надають додаткову інформацію. Літологія і стратиграфія, як правило, по-різному впливають на сейсмічні характеристики сейсмічного запису, тобто кожний із них окремо може мало виявлятися, але взяті разом вони дозволяють виявити узгоджену картину. Цілком очевидна важливість будь-якої інформації про літологію, яку можна вилучити із сейсмічних даних.

Літолого-фаціальний напрям сейсморозвідки забезпечує отримання інформації про умови осадконакопичення і формаційні типи порід, які є складовими геологічного розрізу. Методичною базою літолого-фаціального напрямку сейсморозвідки є сеймо-стратиграфічний аналіз або сеймо-стратиграфія. Аналіз ґрунтується на вивченні сеймогеологічних меж як зовнішніх граничних поверхонь осадкових комплексів з метою розчленування сейсмічного розрізу на деякі аналоги осадкових комплексів – сейсмічні комплекси, які генетично пов'язані з тектоно-седиментаційними особливостями розвитку і будови осадкового басейну. На етапі сеймо-стратиграфічного аналізу, насамперед, виокремлюються стратиграфічні неузгодження, додатні й від'ємні тектонічні форми (грабени, горсти, діапіри і т. ін.), великі зони виклинювання, а потім і більш дрібні об'єкти, з якими генетично можуть бути пов'язані неантиклінальні пастки (великі органогенні побудови, залишки, врізи і т. ін.). Здійснюється зіставлення виокрем-

лених комплексів з регіональними і загальними стратиграфічними шкалами, що визначають вік і відповідність комплексів відомим стратонам (ярусам, під'ярусам, свитам, пачкам і т. ін.). Сеймотекстурний аналіз ґрунтується на вивченні будови шаруватої текстури осадових комплексів за даними сейсморозвідки, тобто сеймотекстури. Метою сеймотекстурного аналізу є з'ясування палеотектонічних і палеогеографічних умов формування осадових комплексів і визначення їхнього формаційного типу.

19.7. ІНТЕРПРЕТАЦІЯ СЕЙСМІЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТОНКОШАРУВАТИХ ГЕОЛОГІЧНИХ РОЗРІЗІВ

У випадку геологічних розрізів, складених шарами, товщина яких сумірна з довжиною сейсмічної хвилі (тонкошаруватий геологічний розріз), інтенсивність зареєстрованих відбитих хвиль визначається товщиною шарів і контрастністю їхніх властивостей. Безперечно, прямими методами, за допомогою яких можна вирішити питання про найбільш імовірну комбінацію цих параметрів, є комплексна інтерпретація відбитих хвиль і каротажних діаграм. Їхнє зіставлення і наступне визначення найбільш імовірних умов для усієї площі досліджень, де відсутні свердловини, слід доповнювати теоретичними розрахунками, які дозволяють, спираючись на існуючі геологічні й сейсмічні дані, передбачати очікуваний сейсмічний результат. Основним засобом таких розрахунків є розрахунок синтетичних сейсмограм.

Розроблено методологічні основи перетворення сейсмічних записів у детальну петрофізичну модель – процедуру псевдоакустичного перетворення. Ця процедура органічно вписується у сучасний граф обробки сейсмічних даних методу відбитих хвиль. Її виконують на завершальному етапі, коли обробка сейсмічних даних і геологічна інтерпретація об'єднуються в єдиний процес переходу від параметрів хвильового поля до параметрів геологічного розрізу. За своєю суттю це перетворення концентрує різнобічну інформацію про акустичні властивості середовища, яка в

неявній формі присутня в кінематиці й динаміці сейсмічного запису і пов'язує її з точними і детальними по вертикалі, але поодинокими по площі, свердловинними даними, що дозволяє розглядати кожну сейсмічну трасу як аналог каротажної акустичної жорсткості у відповідній точці геологічного розрізу. Беручи до уваги високу ефективність процедури псевдоакустичного перетворення і широке коло геологічних завдань, які можна розв'язати при його застосуванні, ні в якому разі не можна не враховувати реальні межі його можливостей. Насамперед, це стосується високих вимог до відношення сигнал/завада, яке має бути не менше 10. Необхідно довести, що сейсмічний часовий розріз повністю відповідає моделі, яка покладена в основу псевдоакустичного перетворення. Іншими словами, чи є підстави кожну трасу часового розрізу розглядати як послідовність коефіцієнтів відбиттів, що згорнута із сигналом, який має прямокутний спектр і нуль-фазову характеристику. Детально аналізуються і контролюються похибки відновлення амплітуд запису, якість міграційних перетворень та ефективність деконволюції.

У складних умовах, якщо радіус кривизни швидкісних меж сумірний з їхньою глибиною, можуть виникати значні похибки при оцінці амплітуд. Для настройки перетворення й оцінки достовірності результатів у розпорядженні необхідно мати мережу опорних свердловин з даними акустичного і щільнісного каротажу. Сейсмічне моделювання і побудову синтетичних сейсмограм можна розглядати як суттєвий етап підготовки до застосування псевдоакустичного перетворення.

19.8. СЕЙСМІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЗЕМНОЇ КОРИ

Методика польових спостережень і цифрова обробка, які використовуються у сейсмозвідці, записи методом спільної глибинної точки (МВХ–СГТ), вертикальне підсумовування, корекція статичних поправок, деконволюція й аналіз швидкостей застосовуються при проведенні досліджень земної кори.

За результатами досліджень МВХ–СГТ здійснюється глибинне картування складних структур, тектонічне районування: виявляються та простежуються на глибину похилі розломи та насуви, вивчаються зони простягання тектонічних структур і досліджується тонкошарувата будова консолідованої кори та перехідної зони кора-мантія. Широке застосування при вивченні глибинної будови земної кори та верхньої мантії має регіональний метод ГСЗ, який дозволяє визначати швидкісні параметри та потужність земної кори, виокремлювати в її товщі сейсмічні межі та їхні фрагменти, глибинні розломи, хвилеводи, перехідні зони кора-мантія, здійснювати глибинне геотектонічне районування і т. ін.

Як приклад ефективного застосування методу ГСЗ для вирішення завдань геолого-структурного та геолого-тектонічного плану можна навести результати регіональних сейсмічних досліджень на міжнародному геотраверсі ІV Таганрог – Дніпропетровськ – Голованівськ (рис. 19.1). Геотраверс перетинає структуру Українського щита в широтному напрямку майже перпендикулярно до простягання регіональних розломів – Одесько-Гальнівського, Криворізько-Кременчуцького та Оріхово-Павлоградського.

Перші результати сейсмічних досліджень виявилися цікавими і досить несподіваними. Так, було встановлено, що всупереч поширеним у 60–70-ті рр. ХХ ст. уявленням у межах сучасних давніх щитів існує суттєва різниця у товщині земної кори між областями архейської та нижньопротерозойської консолідації. У районі Криворізько-Кременчуцького розлому у верхній мантії виокремлено декілька досить витриманих відбивних меж, які розглядаються як можливі релікти давньої поверхні поділу *M* ("пра-Мохо").

Разом із тим, слід зазначити, що на першому етапі геологічної інтерпретації результатів ГСЗ дослідники ще перебували в полоні пануючих на той час уявлень про двошарову модель консолідованої земної кори. Згідно з цією моделлю земна кора складається з "гранітного" та "базальтового" шарів. Так, спочатку припускалося, що сейсмічна межа, яка впевнено реєструвалася в багатьох місцях на значних інтервалах (глибина залягання

11–17 км), являє собою заломлювальну поверхню, яка і є поверхнею "базальтового шару". Пізніше, після отримання нових даних та уточнення природи сейсмічних хвиль від поверхні "базальтового" шару, було встановлено, що ця поверхня є не заломлювальною, а відбивною (K_2).

На розрізі вздовж IV геотраверсу в товщі літосфери простежуються дві сейсмічні поверхні – K_2 та M , які залягають на глибинах 11–17 та 28–57 км відповідно (рис. 19.1). За характером розподілу швидкості земна кора поділяється на три основні поверхи: верхній, середній та нижній. У межах верхнього поверху потужністю 5–8 км спостерігається монотонне зростання швидкості з глибиною від 5,8–6,0 до 6,2–6,4 км/с. Починаючи з глибини 4–6 км, швидкісний градієнт, як правило, зменшується. Середній поверх обмежений знизу поверхнею K_2 і характеризується складною зміною швидкостей від 6,0–6,2 до 6,3–6,5 км/с, які порівняно із верхнім поверхом часто мають аномально низькі значення (хвилевід). Найбільш потужний нижній поверх залягає між поверхнями K_2 та M і в його межах швидкості майже монотонно зростають з глибиною від 6,2–6,5 до 6,9–7,4 км/с.

Порушення з вертикальними зміщеннями для поверхні K_2 загалом не характерні. На противагу цьому поверхня M порушена низкою розломів з вертикальними зміщеннями значної амплітуди. Ця поверхня вивчена переважно закритичними відбитими хвилями, що простежуються повсюдно у формі інтенсивних коливань, які впевнено прокорельовані на значних інтервалах. У районі Кіровоградського глибинного розлому короткі ділянки поверхні M побудовані за докритичними субвертикальними відбиттями, що є рідким винятком, пов'язаним, можливо, з її тонкошаруватою будовою. Характер простежування поверхні M значно змінюється вздовж геотраверсу. У межах великих інтервалів вона залягає горизонтально, у районах глибинних розломів, головними з яких є Тальнівський, Кіровоградський, Криворізько-Кременчуцький та Оріхово-Павлоградський – має вигляд коротких

східців, що залягають, як правило, зі значним вертикальним зміщенням відносно одна одної.

Тальнівський глибинний розлом являє собою східцеподібне порушення поверхні M з вертикальною амплітудою зміщення близько 12 км (на широтній ділянці Голованівсько-Могилів-Подільський) та 4 км (на ділянці Голованівськ – Вінниця). Зануреним є західне крило, піднятим – східне. У межах розлому в земній корі зареєстровано велику кількість точок дифракції та коротких, круто нахилених відбивних елементів.

Кіровоградський глибинний розлом – це зона шириною понад 21 км, у межах якої поверхня M по кількох сходинах занурюється на глибину від 37 км на сході й до 46 км – на заході. Зона розлому на різних глибинах вивчена докритичними та закритичними хвилями, включаючи інтенсивні субвертикальні відбиття від поверхні M . Нижній корі в цьому районі характерний високий рівень сейсмічної шаруватості та наявність значної кількості точок дифракції. Кіровоградський розлом розташований у східній частині Кіровоградського мінімуму сили тяжіння, що має ізометричну форму і займає значну площу.

Уздовж Криворізько-Кременчуцького глибинного розлому спостерігається значне вертикальне зміщення поверхні M , амплітуда якого сягає 11 км. У районі зануреного крила в товщі верхньої мантії зареєстровано серію відбивних сейсмічних меж і коротких елементів.

Оріхово-Павлоградський глибинний розлом має будову східцеподібного порушення з піднятим східним (47 км) крилом. У районі західного крила середня та нижня кора характеризуються підвищеним рівнем сейсмічної верствуватості.

Особливості залягання поверхні M , порушеної згаданими вище розломами, значні відмінності в потужностях земної кори між окремими частинами розрізу та інші геолого-геофізичні ознаки дозволили здійснити глибинне геотектонічне районування земної кори вздовж IV геотраверсу, де виокремлено блоки з нормальною та аномальною корою.

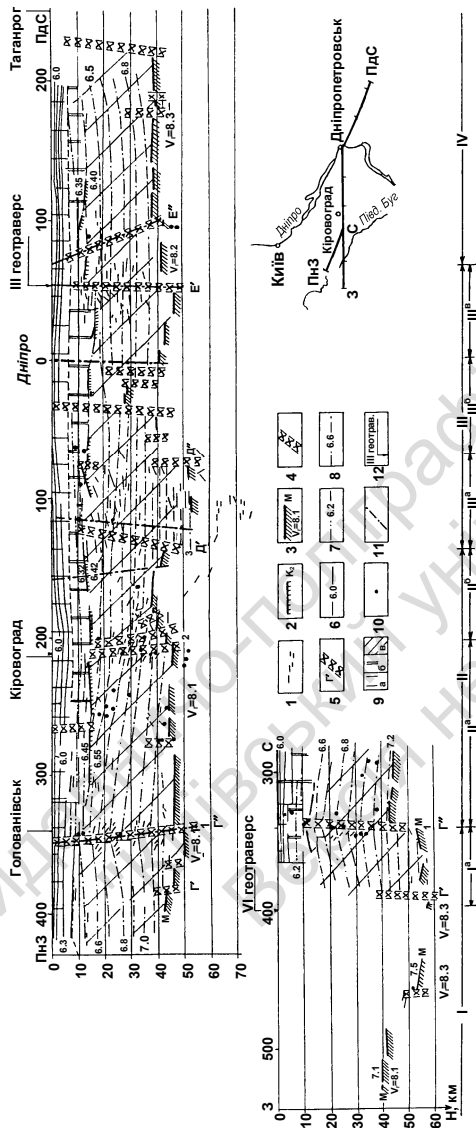


Рис. 19.1. Розріз літосфери Українського щита вздовж IV геотраверсу (Трипільський і Шаров, 2104)

1 – відбиваючі площини в земній корі та верхній мантії; 2 – поверхня K; 3 – поверхня M; 4 – поверхня C (поверхня "місячного" протофундаменту); 5 – поверхня (межа поділу) M з значеннями граничної швидкості, км/с; 6 – глибинні розломи за даними ГСЗ; (I) – Тальнівський, (2) – Кіровоградський, (3) – Криворізько-Кременчуцький, (4) – Оріхово-Павлоградський; 5 – розломи астеносферної генерації; 6 – ізолінії інтервальних швидкостей, обчислених за годографами заломлено-рефрактованих хвиль, км/с; 7 – те саме, за годографами хвиль, відбитих від поверхні K; 8 – те саме, за годографами хвиль, відбитих від поверхні M (наведено варіант монотонного зростання швидкості з глибиною); 9 – верхній (а), середній (б) та нижній (в) швидкісні поверхні; 10 – точки дифракції; II – межі блоків з різною намагніченістю; 12 – точки перетину з іншими геотраверсами. Глибинне геотектонічне районування: I – Подільський бло; I^a – Одесько-Ядлівська геосинклінальна зона; II – Кіровоградський бло; II^a – західна частина Кіровоградського блоку; II^б – східна частина Кіровоградського блоку (Західно-Інгулцька зона); III – Придніпровський бло; III^a – Криворізько-Кременчуцька ранньопротерозойська геосинклінальна зона; III^б – Запорізький серединний масив; III^в – Оріхово-Павлоградська ранньопротерозойська геосинклінальна зона; IV – Приазовський бло

Зпитання для самоконтролю

1. Назвіть раціональну послідовність розв'язку інтерпретаційних задач сейморозвідки.
2. Яким геологічним межам можуть відповідати відбивні горизонти?
3. Які основні завдання вирішуються за допомогою інтерпретації сейсмічних даних?
4. Як відбувається стратифікація сейсмічних горизонтів?
5. Перерахуйте геологічні завдання, які розв'язуються сейморозвідкою при проведенні глибинних досліджень земної кори.
6. Які хвилі та на яких відстанях реєструються при проведенні глибинних сейсмічних зондувань?
7. Якими ефектами можуть виявлятися на сейсмічних розрізах розривні порушення?
8. Як будуються карти відбивних горизонтів за 2D і 3D сейсмічними даними?

Розділ Глава 20 ТЕОРЕТИЧНІ Й МЕТОДИЧНІ ОСНОВИ AVO-АНАЛІЗУ ТА ІНВЕРСІЇ

За результатами сейсмічних досліджень встановлено, що в геологічних розрізах з молодими теригенними відкладами спостерігаються різні закономірні зміни амплітуд відбитих хвиль. У випадку нормального падіння сейсмічної хвилі на відбивну межу *покрівля-колектор* це явище може зумовлюватись наявністю вуглеводнів, зокрема газонасичених пісків. Метод, який ґрунтувався на припущенні існування прямої залежності відбивної здатності сейсмічних хвиль від наявності вуглеводнів, одержав назву методу "яскравої плями" (bright spot). Подальше практичне застосування цього методу засвідчило, що не завжди різні зміни амплітуд відбитих сейсмічних хвиль на сейсмічних розрізах однозначно свідчать про наявність насичених вуглеводнями колекторів в осадових розрізах. Зокрема, з'ясувалося, що амплітудні аномалії відбитих сейсмічних хвиль можуть зумовлюватись літологічними змінами та іншими причинами.

Для подолання неоднозначності методу "яскравої плями" із середини 80-х рр. минулого сторіччя за кордоном почав інтенсивно розвиватися новий підхід – AVO-аналіз, який ґрунтується на кількісному вивченні амплітуд відбитих сейсмічних хвиль не за сейсмічними розрізами, а за сейсмограмами. Основною моделлю AVO-аналізу є шарувата модель з горизонтальною межею, яка розділяє два суцільні середовища з різною густиною і швидкістю поширення сейсмічних хвиль.

Прямим завданням AVO-аналізу є визначення залежності коефіцієнта відбиття сейсмічних хвиль від кута падіння хвилі на відбивну межу, якщо відома густина і швидкість розповсюдження пружних хвиль у шарах і кут падіння падаючої хвилі.

Розглянемо задачу відбиття і заломлення пружних хвиль на плоскій межі двох ідеально пружних, однорідних, ізотропних середовищ. Першу спробу постановки і розв'язання задачі відбиття і заломлення пружних хвиль на межі двох середовищ зроблено в 1839 р. Гріном, який не завершив алгебраїчних перетворень, необхідних для випадку, коли два півпростори мають різні пружні модуль і густину. Узагальнив цю задачу (за допомогою потенціалів) англійський учений Кнотт у 1888 р. Він побудував систему рівнянь, яка описує амплітуду й енергію відбитих і заломлених хвиль, окремо – для випадку падіння поздовжньої хвилі й випадку падіння поперечної хвилі. Одержана система рівнянь дозволила встановити рівняння балансу енергії падаючих, відбитих і заломлених хвиль. Незалежно від нього в 1907 р. Цюспрітц також отримав вихідні рівняння для амплітуд та енергії відбитих і заломлених хвиль на межі двох середовищ. Саме ці рівняння були в подальшому покладені в основу AVO-аналізу.

20.1. ПРЯМА ЗАДАЧА AVO-АНАЛІЗУ

Для спрощення розв'язання прямої задачі AVO-аналізу обмежимося випадком падіння на відбивну межу плоскої монохроматичної пружної хвилі. Зрозуміло, що таке припущення дещо звужує сферу застосування AVO-аналізу, але дозволяє уникнути впливу сейсмічного джерела на характеристику амплітуд відбитих хвиль.

Якщо сейсмоприймачі розташовані на значних відстанях від джерела, то прийняте наближення можна розглядати як достатнє. У випадку, коли відбиття спостерігається в околі точкового джерела сферичної хвилі, для одержання необхідного розв'язку можна скористатися методом розвинення сферичних хвиль у ряд за плоскими хвилями, а потім підсумувати одержані результати для всіх плоских хвиль.

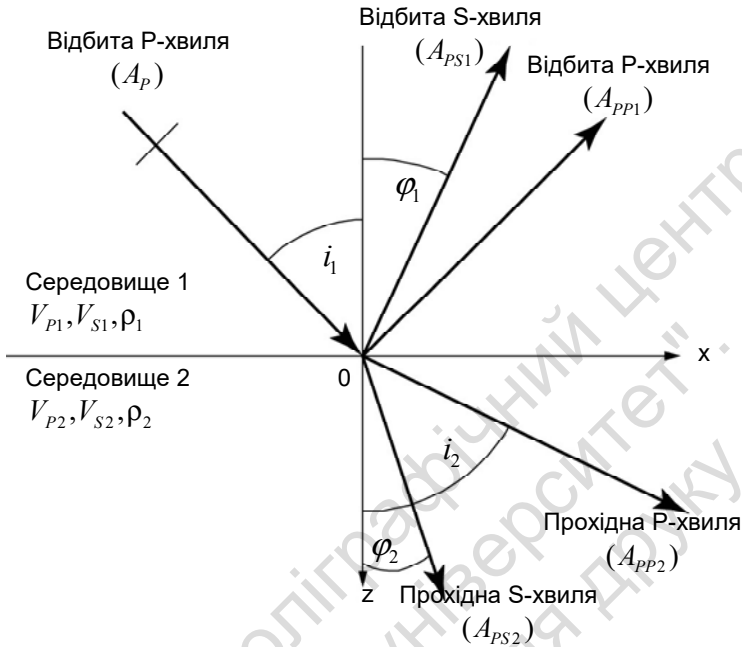


Рис. 20.1. Відбиті та прохідні хвилі для падаючої P -хвилі на поверхню між двома пружними ізотропними півпросторами

Розглянемо задачу про падіння на плоску межу R , яка розділяє два ізотропні півпростори плоскої поздовжньої хвилі P_1 (рис. 20.1). Нехай λ_1, μ_1, ρ_1 і λ_2, μ_2, ρ_2 – відповідно пружні параметри Ламе і густина двох пружних ізотропних середовищ. Швидкості поздовжніх (V_p) і поперечних (V_s) хвиль цих середовищ визначаються із співвідношень:

$$V_{p1} = \sqrt{\frac{\lambda_1 + 2\mu_1}{\rho_1}}, V_{s1} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\rho_1}}, \quad (20.1)$$

$$V_{p2} = \sqrt{\frac{\lambda_2 + 2\mu_2}{\rho_2}}, V_{s2} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\rho_2}}. \quad (20.2)$$

Виберемо ортогональну систему координат (x, y, z) , площина $(x, 0, y)$ якої збігається із плоскою межею R , а вісь z направлена в бік другого півпростору.

Амплітуда плоскої монохроматичної гармонійної хвилі визначається співвідношенням

$$\vec{A}_p = \vec{A}_{p0} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{x})}, \quad (20.3)$$

де \vec{A}_{p0} – постійнодіюча амплітуда хвилі; ω – колова частота; \vec{k} – хвильовий вектор; \vec{x} – декартові координати радіуса-вектора, який визначає відстань від джерела до будь-якої точки, розташованої на фронті хвилі; \vec{n} – вектор хвильової нормалі.

Падаюча хвиля поширюється у площині $(x, 0, z)$. і хвильова нормаль колінеарна вектору пружних зміщень, тоді формулу для плоскої хвилі (20.3) можна записати в такому вигляді:

$$\vec{A}_p = \vec{A}_{p0} e^{i\left(\omega t - \frac{z \cos i_1 - x \sin i_1}{v_{p1}}\right)}; \quad (20.4)$$

$$A_{pp1} = A_{p01} e^{i\omega \left(t - \frac{x \sin i_1 + z \cos i_1}{V_{p1}} \right)};$$

$$A_{ps1} = A_{s01} e^{i\omega \left(t - \frac{x \sin \phi_1 + z \cos \phi_1}{V_{s1}} \right)};$$

$$A_{pp2} = A_{p02} e^{i\omega \left(t - \frac{x \sin i_2 + z \cos i_2}{V_{p2}} \right)};$$

$$A_{ps2} = A_{s02} e^{i\omega \left(t - \frac{x \sin \phi_2 + z \cos \phi_2}{V_{s2}} \right)}$$

де \vec{A}_{pp1} , \vec{A}_{ps1} – амплітуди відбитих хвиль; \vec{A}_{pp2} , \vec{A}_{ps2} – амплітуди прохідних хвиль.

Беручи до уваги, що розглядається ізотропне середовище, в якому вектор пружних зміщень колінеарний напрямку поширення пружної хвилі, а вектор поперечної хвилі нормальний до цього напрямку, то в подальшому при аналізі амплітуд будемо користуватися скалярними значеннями амплітуд різних типів хвилі. Але при цьому матимемо на увазі, що тут зберігається гармонійний закон зміни амплітуд із часом.

При падінні на межу R поздовжньої хвилі A_p виникають відбиті хвилі: поздовжня A_{pp1} і поперечна A_{ps1} , а також прохідні хвилі: поздовжня A_{pp2} і поперечна A_{ps2} . Відбиті A_{ps1} і A_{ps2} поперечні хвилі називають *обмінними хвилями*. Заломлення на межі R взаємозв'язані, згідно із законом Снелліуса

$$\frac{\sin i_1}{V_{p1}} = \frac{\sin i_2}{V_{p2}} = \frac{\sin \varphi_1}{V_{s1}} = \frac{\sin \varphi_2}{V_{s2}}, \quad (20.5)$$

де i_1 – кут падіння поздовжньої хвилі A_p ; i_2 – кут заломлення прохідної хвилі A_{pp2} ; φ_1 – кут відбиття поперечної хвилі A_{ps1} ; φ_2 – кут заломлення поперечної хвилі A_{ps2} .

Для визначення відносних амплітуд відбитих і прохідних хвиль, які утворилися при падінні поздовжньої хвилі, необхідно записати систему рівнянь, що задовольняє межові умови. Оскільки два півпростори жорстко зв'язані між собою вздовж відбивної поверхні R , то межові умови зводяться до неперервності таких чотирьох величин: 1) нормальних зміщень; 2) дотичних зміщень; 3) нормальних напруг; 4) дотичних напруг.

Тобто для виконання межових умов необхідно, щоб в кожній точці відбивної поверхні в будь-який момент часу виконувалися співвідношення:

$$U_i^I + \sum_R U_i^R = \sum_T U_i^T, \quad (20.6)$$

$$\sigma_i^I + \sum_R \sigma_i^R = \sum_T \sigma_i^T, \quad i=1,2,3; \quad (20.7)$$

де I, R, T – індекси, якими позначають, відповідно, падаючі, відбиті та прохідні хвилі; $\sigma_{ij} = \lambda \Delta \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij}$ – тензор напруг для

пружного ізотропного середовища; $\Delta = \epsilon_{ii} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$ – дилатація або

згортка тензора деформацій ϵ_{ke} .

Напрямок зміщень хвиль збігається з напрямком поширення поздовжніх хвиль A_{pp1} і A_{pp2} або перпендикулярний до нього для поперечних хвиль A_{ps1} і A_{ps2} . Обидві поперечні хвилі поляризовані лінійно в площині падіння, тобто в площині, яка перпендикулярна до відбивної межі R і до фронту хвилі A_p .

Для побудови системи рівнянь, яка задовольняє межові умови, треба знайти проекції амплітуд хвиль на координатні осі:

$$\begin{aligned} u_p &= A_p \cos i_1, \quad w_p = -A_p \sin i_1, \\ u_{pp1} &= A_{pp1} \sin i_1, \quad w_{pp1} = A_{pp1} \cos i_1, \\ u_{pp2} &= A_{pp2} \sin i_2, \quad w_{pp2} = A_{pp2} \cos i_2, \\ u_{ps1} &= -A_{ps1} \cos \varphi_1, \quad w_{ps1} = A_{ps1} \sin \varphi_1, \\ u_{ps2} &= A_{ps2} \cos \varphi_2, \quad w_{ps2} = A_{ps2} \sin \varphi_2, \end{aligned} \quad (20.8)$$

де $u_p, u_{pp1}, u_{pp2}, u_{ps1}, u_{ps2}$ – проекції амплітуд, відповідно, падаючої, відбитої й прохідної поздовжніх хвиль і відбитої й прохідної поперечних хвиль на вісь x ; $w_p, w_{pp1}, w_{pp2}, w_{ps1}, w_{ps2}$ – проекції цих самих хвиль на вісь z .

Беручи до уваги межові умови (20.6) і (20.7), одержуємо систему рівнянь Цьопспрітца:

$$A_{pp1} \sin i_1 - A_{ps1} \cos \varphi_1 + A_{pp2} \sin i_2 + A_{ps2} \cos \varphi_2 = A_p \cos i_1, \quad (20.9)$$

$$A_{pp1} \cos i_1 + A_{ps1} \sin \varphi_1 - A_{pp2} \cos i_2 + A_{ps2} \sin \varphi_2 = -A_p \sin i_1,$$

$$A_{pp1} Z_1 \cos 2i_1 - A_{ps1} F_1 \sin 2\varphi_1 - A_{pp2} Z_2 \cos 2i_2 -$$

$$-A_{ps2} F_2 \sin 2\varphi_2 = -A_p \cos 2i_1,$$

$$A_{pp1} \left(\frac{V_{s1}}{V_{p1}} \right) F_1 \sin 2i_1 + A_{ps1} F_1 \cos 2\varphi_1 + A_{pp2} \left(\frac{V_{s2}}{V_{p2}} \right) F_2 \sin 2i_2 -$$

$$-A_{ps2} F_2 \cos 2\varphi_2 = A_p \left(\frac{V_{s1}}{V_{p1}} \right) F_1 \sin 2i_1,$$

де $Z_K = \rho_K V_{PK}, F_K = \rho_K V_{SK}, K = 1, 2$.

Добуток густини на швидкість поширення пружної хвилі називається *акустичною жорсткістю*. Для розв'язування прямої задачі АВО-аналізу необхідно знати густину і швидкість у кожному середовищі, які забезпечують розрахунки величин Z_1, Z_2, F_1, F_2 . Якщо задано A_p та i_1 , то з урахуванням закону Снелліуса (20.5) можна розрахувати $i_2, \varphi_1, \varphi_2$.

Таким чином, за заданих вище величин лінійна система рівнянь стає замкненою. Її розв'язок дозволяє знайти невідомі амплітуди відбитих і прохідних хвиль – $A_{pp1}, A_{pp2}, A_{ps1}, A_{ps2}$.

У 1947 р. В. Г. Гоголадзе максимально спростив параметричну систему рівнянь Цюппрітта і одержав для дійсних коефіцієнтів відбиття і проходження такі співвідношення:

$$R_{PP1} = \frac{A_{PP1}}{A_p} = 1 - \frac{2}{R_{P1}} \left[\frac{q(1-H-M_q)^2 + \sqrt{(B-q)(D-q)}(1-M_q)^2}{+H\sqrt{(B-q)(C-q)}} \right]; \quad (20.10)$$

$$R_{PS1} = \frac{A_{PS1}}{A_p} = -\frac{2\sqrt{Cq(1-q)}}{R_{P1}} \left[\frac{(1-H-M_q)(H+M_q)}{+M\sqrt{(B-q)(D-q)}(1-M_q)} \right]; \quad (20.11)$$

$$R_{PP2} = \frac{A_{PP2}}{A_p} = \frac{2\sqrt{B(1-q)}}{R_{P1}} \left[\sqrt{C-q}(H+M_q) + \sqrt{D-q}(1-M_q) \right]; \quad (20.12)$$

$$R_{PS2} = \frac{A_{PS2}}{A_p} = \frac{2\sqrt{Dq(1-q)}}{R_{P1}} \left[1-H-M \left(q + \sqrt{(B-q)(C-q)} \right) \right]; \quad (20.13)$$

де

$$R_{P1} = q(1-H-M_q)^2 + \sqrt{(1-q)(C-q)}(H+M_q)^2 + \\ + \sqrt{(B-q)(D-q)}(1-M_q)^2 + H \left(\sqrt{(1-q)(D-q)} \right) + \\ + M^2 q \sqrt{(1-q)(B-q)(C-q)(D-q)};$$

$$M = 2 \left(\frac{1}{C} - \frac{H}{D} \right); \quad q = \sin^2 i_1; \quad B = \frac{V_{P1}^2}{V_{P2}^2}; \quad C = \frac{V_{P1}^2}{V_{S1}^2}; \quad D = \frac{V_{P1}^2}{V_{S2}^2}; \quad H = \frac{\rho_2}{\rho_1};$$

V_{S1}, V_{S2} – поперечні хвилі першого і другого середовищ.

Як видно з наведених формул, у випадку $V_{P2} > V_{P1}$ член $\sqrt{B-q}$ при $q > B$ стає уявним. Це означає, що промінь PP_2 -хвилі не проникатиме в друге середовище за кутів падіння

i_1 , більших ніж $\arcsin \frac{V_{P1}}{V_{P2}}$. Аналогічно, якщо $V_{S2} > V_{P1}$ і $q > D$,

то член $\sqrt{D-q}$ теж стає уявною величиною при $i_1 > \arcsin \frac{V_{P1}}{V_{S2}}$.

20.2. РОЗПОДІЛ ЕНЕРГІЇ ЗА НОРМАЛЬНОГО ПАДІННЯ ХВИЛІ

Розглянемо випадок, коли поздовжня хвиля падає на відбивну межу R під кутом $i_1 = 90^\circ$. Очевидно, у цьому разі тангенціальні зміщення і напруги відсутні, тобто, $A_{PS1} = A_{PS2} = 0$. Тоді система рівнянь Цюппрітца суттєво спрощується і зводиться до системи двох рівнянь:

$$\begin{aligned} A_{PP1} + A_{PP2} &= A_p \\ Z_1 A_{PP1} - Z_2 A_{PP2} &= -Z_1 A_p \end{aligned} \quad (20.14)$$

Із розв'язання системи рівнянь можна знайти співвідношення:

$$\frac{A_{PP1}}{A_p} = \frac{\rho_2 V_{P2} - \rho_1 V_{P1}}{\rho_2 V_{P2} + \rho_1 V_{P1}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = R \quad (20.15)$$

$$\frac{A_{PP2}}{A_p} = \frac{2\rho_1 V_{P1}}{\rho_2 V_{P2} + \rho_1 V_{P1}} = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1} = T \quad (20.16)$$

де R – коефіцієнт відбиття хвилі, який називається відбивною здатністю сейсмічної межі; T – коефіцієнт проходження хвилі через відбивну межу.

Частки енергії відбитої E_R і прохідної E_T хвиль іноді називають коефіцієнтами відбиття і проходження хвилі. Їхні величини визначаються формулами:

$$E_R = \frac{V_{P1} \rho_1 \omega^2 A_{PP1}^2}{V_{P1} \rho_1 \omega^2 A_p^2} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right)^2 = R^2 \quad (20.17)$$

$$E_T = \frac{V_{P2} \rho_2 \omega^2 A_{PP2}^2}{V_{P1} \rho_1 \omega^2 A_p^2} = \frac{4Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \frac{Z_2}{Z_1} T^2 \quad (20.18)$$

Неважко переконатися, що $E_R + E_T = 1$.

Таблиця 20.1. Акустична жорсткість і коефіцієнти відбиття поздовжніх хвиль у типових сейсмічних розрізах осадових товщ

Типовий розріз осадової товщі	Перша товща		Друга товща		Відношення акустичної жорсткості Z_2/Z_1	Коефіцієнт відбиття R	Частка відбитої енергії E_R
	Швидкість поздовжньої хвилі, км/с	Густина, г/см ³	Швидкість поздовжньої хвилі, км/с	Густина, г/см ³			
Підосва зони малих швидкостей	0,5	1,5	2,0	2,0	0,19	0,68	0,47
Пісковик – вапняк	2,0	2,4	3,0	2,4	0,67	0,2	0,04
Вапняк – пісковик	3,0	2,4	2,0	2,4	1,5	-0,2	0
Глина – водонасичений пісок	2,0	2,3	2,5	2,3	0,96	0,02	10 ⁻⁴
Глина – газонасичений пісок	2,4	2,3	2,2	1,8	1,39	-0,16	0,027
Газонасичений пісок – водонасичений пісок	2,2	1,8	2,5	2,3	0,69	0,18	0,034
Поверхня океану	1,5	1,0	0,36	0,0012	3800	-0,9894	0,9988

Якщо в рівняннях (20.17) і (20.18) Z_1 і Z_2 поміняти місцями, то кінцевий результат не зміниться. Таким чином, розподіл енергії не залежить від того, в якому середовищі є падаюча хвиля. Відбита енергія хвилі буде тим більшою, чим більше відношення акустичних жорсткостей відрізняється від одиниці.

Зауважимо таке: незважаючи на те, що частки енергії E_R і E_T не залежать від того, з якого боку відносно межі падає хвиля, амплітуда відбитої хвилі A_{pp1} при перестановці Z_1 і Z_2 змінює знак відношення A_{pp1} / A_p . Від'ємне значення A_{pp1} означає, що відбита хвиля зсунута на 180° відносно падаючої хвилі. Інверсія фази відбувається у випадку, коли Z_1 перевищує Z_2 .

У табл. 20.1 наведено дані про акустичну жорсткість і коефіцієнти відбиття поздовжніх хвиль для розрізів земної кори. Як видно із цих даних, водна поверхня океану і підшва зони малих швидкостей суттєво вирізняються відбивними властивостями. Від таких меж відбивається значно більше енергії поздовжньої хвилі й тому вони відіграють особливо важливу роль у формуванні багатократних хвиль. На більшості меж осадових товщ різниці густини і швидкості різних літологічних типів порід відносно невеликі, тому на таких межах відбивається відносно невелика частка енергії. Як правило, відбита енергія становить менше 1 % загальної енергії.

20.3. РОЗПОДІЛ ЕНЕРГІЇ МІЖ ХВИЛЯМИ ПРИ ПОХИЛОМУ КУТІ ПАДІННЯ P -ХВИЛІ НА ВІДБИВНУ МЕЖУ

Розглянемо загальний випадок, коли кут падіння поздовжньої хвилі змінюється від 0 до 90° . Беручи до уваги очевидний факт, який випливає з рівнянь (20.10)–(20.13), на розподіл енергії між хвилями може впливати велика кількість параметрів, серед яких виділимо такі: 1) відношення швидкостей поздовжніх хвиль у шарах V_{p2} / V_{p1} ; 2) відношення густини в шарах ρ_2 / ρ_1 ;

3) відношення швидкостей поперечних хвиль у шарах V_{S2} / V_{S1} , або їхня еквівалента – коефіцієнтів Пуассона в шарах (σ_1, σ_2) .

На рис. 20.2 зображена залежність розподілу енергії між хвилями від кута падіння поздовжньої хвилі на відбивну межу для моделей з різними співвідношеннями петрофізичних параметрів у шарах.

Розглянемо випадок $V_{P1} > V_{P2}$, коли падаючий промінь хвилі міститься в шарі зі швидкістю більшою, ніж у шарі, який залягає нижче відбивної межі. Як видно з рис. 20.2, *a*, для моделі з параметрами: $V_{P2} / V_{P1} = 0.5$, $\rho_2 / \rho_1 = 0.8$, $v_1 = 0.3$, $v_2 = 0.25$ за малих кутів падіння вся енергія розподіляється між відбитими і прохідними *P*-хвилями (відповідно E_{RP1} і E_{TS2}), а *S*-хвилі практично відсутні. При збільшенні кута падіння хвилі частина енергії переходить також і до відбитих і прохідних *S*-хвиль (відповідно E_{RS1} і E_{TS2}), в основному за рахунок відбитої *P*-хвилі. Зауважимо, що за проміжних кутів падіння хвилі відбита *S*-хвиля переносить більше енергії, ніж відбита *P*-хвиля.

Наближуючись до критичних кутів, тобто до ковзного падіння, енергія відбитих *P*-хвиль зростає доти, поки при ковзному падінні вся енергія не буде зосереджена у відбитих *P*-хвилях.

У випадку $V_{P1} < V_{P2}$ падаючий промінь (рис. 20.2, *б*) міститься в шарі зі швидкістю, меншою ніж у шарі, який залягає нижче відбивної межі. Прийняті петрофізичні параметри цієї моделі такі: $V_{P2} / V_{P1} = 2.0$, $\rho_2 / \rho_1 = 0.5$, $v_1 = 0.3$, $v_2 = 0.25$. Як видно з наведених даних, за малих кутів падіння хвилі внаслідок рівності $Z_1 = Z_2$ коефіцієнт відбиття *P*-хвилі практично близький до нуля. При збільшенні кута падіння *P*-хвилі зростає енергія *S*-хвиль. При наближенні до критичного кута падіння енергія прохідної *P*-хвилі падає до нуля і за значних кутів падіння прохідної хвилі не існує. Водночас при досягненні критичного кута падіння для *P*-хвилі інтенсивність відбитих *P*- і *S*-хвиль значно зростає. Різке зростання інтенсивності відбитих хвиль розглядається як свідчення появи закритичних відбиттів. При досягненні критичного кута падіння для *S*-хвиль зникають прохідні *S*-хвилі.

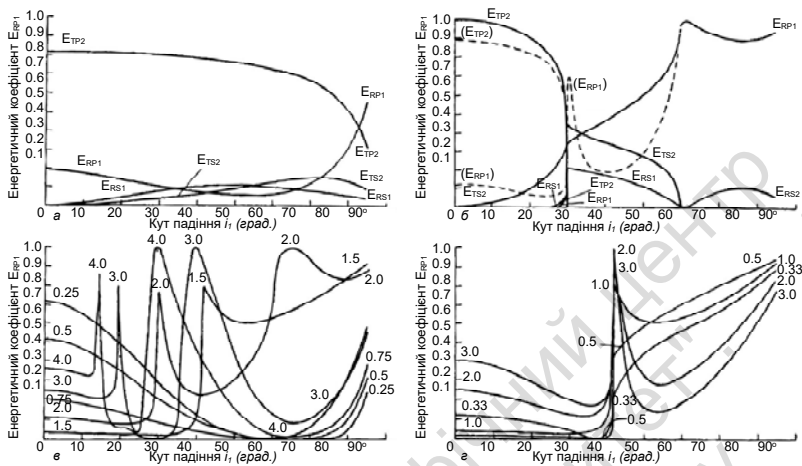


Рис. 20.2. Залежність розподілу енергії між відбитими і прохідними хвилями від кута падіння поздовжньої хвилі на відбивну межу:

E_{TP2} – частка енергії в прохідній хвилі A_{PP2} , E_{RP1} – частка енергії у відбитій хвилі A_{PP1} , E_{TS2} – частка енергії в прохідній хвилі A_{PS2} , E_{RS1} – частка енергії у відбитій хвилі A_{PS1} ; *a* – випадок $V_{P1} > V_{P2}$: параметри моделі з такими відношеннями поздовжніх швидкостей і густини: $V_{P2}/V_{P1} = 0.5$, $\rho_2/\rho_1 = 0.8$, $\nu_1 = 0.3$, $\nu_2 = 0.25$; *б* – випадок $V_{P1} < V_{P2}$: $V_{P2}/V_{P1} = 2.0$, $\rho_2/\rho_1 = 0.5$, $\nu_1 = 0.3$, $\nu_2 = 0.25$; пунктиром позначено криві, для яких $\rho_2/\rho_1 = 1.0$; *в* – випадок з різними значеннями відношень V_{P2}/V_{P1} у шарах і $\rho_2/\rho_1 = 1$, $\nu_1 = \nu_2 = 0.25$; *г* – випадок з різними значеннями відношень густини ρ_2/ρ_1 у шарах і $V_{P2}/V_{P1} = 1.5$, $\nu_1 = \nu_2 = 0.25$

Для моделі, в якій густина обох шарів не відрізняється одна від одної, а всі інші параметри, наведені на рис. 20.2, *б* мають ті самі значення, має існувати відбита *P*-хвиля за малих кутів падіння (як показано на рис. 20.2, *б* пунктирною кривою), відносна енергія якої повільно зменшуватиметься зі збільшенням кута падіння.

На рис. 20.2, *г* показано графіки зміни коефіцієнтів відбиття *P*-хвилі за різних значень відношення V_{P2}/V_{P1} , але однакових параметрів густини ($\rho_1 = \rho_2$) і коефіцієнтів Пуассона ($\nu_1 = \nu_2$) шарів. Відбита енергія дорівнює нулю, якщо $V_{P2}/V_{P1} = 0$ (акус-

тичні жорсткості шарів однакові), але вона зростає за значень V_{P2}/V_{P1} як більших, так і менших одиниці. Причому, якщо $V_{P2} > V_{P1}$, то спостерігаються два максимуми при критичних кутах для P - і S -хвиль відповідно.

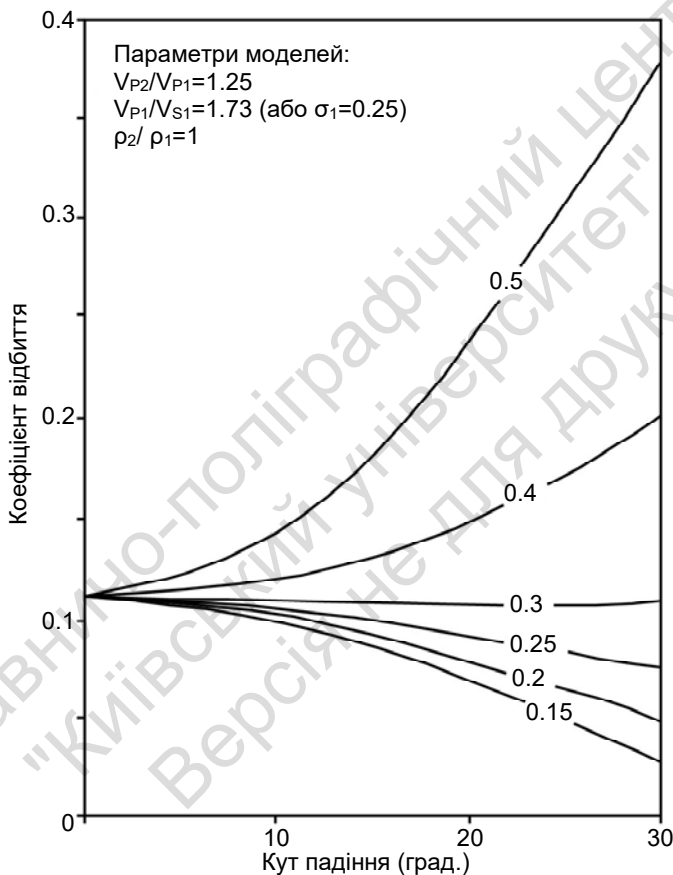


Рис. 20.3. Залежність коефіцієнта відбиття (R_P) P -хвилі від кута падіння на межу для моделей, які відрізняються лише відношенням V_{P2}/V_{S2} (або коефіцієнтом Пуассона ν_2) підстеляючого шару (на кривих зображено величини ν_2)

В області незначних кутів падіння (до 30°) поведінка коефіцієнтів відбиття P -хвиль істотно залежить від співвідношення швидкостей V_p / V_s (або коефіцієнтів Пуассона) покривної та підстеляючої товщ. За умови, що значення V_p / V_s для обох середовищ близькі, то коефіцієнти відбиття в цьому діапазоні кутів близькі до коефіцієнтів відбиття для нормального падіння. Однак, якщо V_p / V_s для двох контактуючих середовищ різні, то поведінка коефіцієнта відбиття може відрізнятись від випадку для нормального падіння. На рис. 20.3 наведено графіки для моделей, в яких змінюються лише відношення V_{p2} / V_{s2} (або коефіцієнти Пуассона) підстеляючого середовища. Для підстеляючого середовища ефект зміни коефіцієнта Пуассона ν_1 може спричинити різке зростання або зменшення коефіцієнта відбиття за незначних кутів падіння. Він стає більш виразним у міру того, як контраст швидкостей стає меншим. Подібні ефекти спостерігаються, якщо відношення V_{p2} / V_{s2} для нижнього середовища сталі, але змінюються для верхнього.

Детальний аналіз закономірностей поведінки функції коефіцієнта відбиття $R_p(\theta)$ для поздовжніх хвиль свідчить, що ця функція залежить не лише від контрасту густини і швидкості шарів на відбивній межі, але й від співвідношення швидкості поздовжніх хвиль і швидкості поперечних хвиль (V_p / V_s), оскільки при збільшенні кута падіння θ усе більша частка енергії падаючої поздовжньої хвилі (пропорційна відношенню V_p / V_s) витрачається на формування обмінних поперечних хвиль типу PS .

Співвідношення V_p / V_s можна розглядати як найбільш інформативну характеристику літологічного складу та характеру насичення гірських порід. Достатньо очевидно, що його визначати краще сучасними методами багатохвильової сейсмозв'язки. Водночас більше 95 % усіх польових робіт на нафту і газ здійснюється лише шляхом застосування поздовжніх хвиль, тому використання для розв'язання цього завдання обмінних хвиль вважається найбільш перспективним.

20.4. АПРОКСИМАЦІЇ РІВНЯННЯ ЦЬОППРІТЦА ДЛЯ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ ПОЗДОВЖНИХ ХВИЛЬ

Беручи до уваги, що система рівнянь Цьоппрітца в параметричній формі виявилася не повною мірою придатною для АВО-аналізу, були спроби звести її до спрощеного вигляду, в якому співвідношення V_p / V_s (або коефіцієнт Пуассона ν) були записані у вигляді компоненти, яку можна було б легко визначити й аналізувати.

Один із шляхів розв'язання цієї задачі полягає в розвиненні рівняння Цьоппрітца для P -хвилі в степеневий тригонометричний ряд з подальшим нехтуванням членами ряду, які дають несуттєвий внесок у функцію $R_p(\theta)$ і відокремленням цільових параметрів за степенями косинусів падіння θ .

Характерною особливістю всіх наближень, які широко практично застосовуються, є їхня лінійність відносно так званих параметрів контрастів ($\Delta V_p / V_p, \Delta V_s / V_s, \Delta \rho / \rho$) швидкостей і густини на відбивній межі. Членами цих контрастів із більш високими степенями нехтують. Це означає, що така апроксимація справедлива лише у випадку слабоконтрастних середовищ, якщо $\Delta V_p / V_p \ll 1, \Delta V_s / V_s \ll 1$ і $\Delta \rho / \rho \ll 1$. Крім цього, у таких лінійних апроксимаціях кратні хвилі до уваги не беруть.

Для апроксимацій, в основі яких лежить розвинення за тригонометричною функцією $\sin \theta$, розрізняють два варіанти. Перший: при розвиненні в ряд рівняння Цьоппрітца обмежуються лише трьома членами при $\sin \theta$ із парними степенями 0, 2 і 4. Така апроксимація справедлива лише для кутів падіння $\theta \leq 60^\circ$.

У другому випадку обмежуються лише двома членами розвинення при $\sin \theta$ зі степенями 0 і 2. Цей випадок апроксимації справедливий лише для кутів $\theta \leq 40^\circ$.

Для тричленних апроксимацій рівняння Цьопспрітца найбільш відомі змішані апроксимації Акі – Річардса і Шуе. Вираз для апроксимації Акі – Річардса має вигляд

$$R(\Theta) = R_0 + G \sin^2 \theta + C \frac{\sin^4 \theta}{\cos^2 \theta}, \quad (20.19)$$

де $R_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)$ – коефіцієнт відбиття при нормальному

падінні хвилі ($\theta = 0^\circ$); $G = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_S^2}{V_p^2} \left(\frac{\Delta V_S}{V_S} + \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)$ – граді-

єнт залежності $R(\theta)$ при $\theta = 0^\circ$, який називають AVO-

градієнтом; $C = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p}$ – так звана AVO-кривина;

$\Delta V_p = V_p^{(2)} - V_p^{(1)}$; $\Delta V_S = V_S^{(2)} - V_S^{(1)}$; $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$; $V_p^{(1)}, V_S^{(1)}, \rho_1$ – швидкості поздовжніх і поперечних хвиль і густина в першому шарі (вище межі); $V_p^{(2)}, V_S^{(2)}, \rho_2$ – швидкість поздовжніх і поперечних хвиль і густина в другому шарі (нижче межі).

Апроксимація Шуе одержана перегрупуванням деяких членів і введенням коефіцієнта Пуассона

$$R(\Theta) = R_0 + \left[DR_0 + \frac{\Delta v}{(1-v)^2} \right] \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V_p} (\tan^2 \theta - \sin^2 \theta), \quad (20.20)$$

де $D = D_1 - 2(1 + D_1)(1 - 2v) / (1 - v)$,

тут $D_1 = \frac{\Delta V_p / V_p}{\Delta V_p / V_p + \Delta \rho / \rho}$.

Двочленні апроксимації рівняння Акі – Річардса одержують завдяки нехтуванню атрибутом кривини C . Вони справедливі лише при незначних кутах падіння хвилі, тому що величина третього члена з параметром кривини C швидко зростає з ростом кута θ і при $\theta \gg 35^\circ$ стає домінуючою, у тому числі й над першим членом розвинення рівняння.

Відома двочленна апроксимація рівняння Цьоппрітца, яка запропонована Шуе:

$$R(\Theta) = R_0 + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V_P} - 4 \frac{V_S^2}{V_P^2} \left(\frac{\Delta V_S}{V_S} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \right] \sin^2 \theta \quad (20.21)$$

Це рівняння ілюструє принципові можливості AVO-аналізу в наочній графічній формі. Дійсно, якщо графічно побудувати цю двочленну апроксимацію Шуе у вигляді залежності $R(\Theta) = f(\sin^2 \theta)$, то вона являтиме собою пряму лінію з кутовим коефіцієнтом G (AVO-градієнт), яка відсікає на осі відрізок R_0 (AVO-інтерсепт). Зазначимо, що параметри лінійної двочленної апроксимації R_0 і G фактично залежать від чотирьох параметрів геологічного середовища, які включають три диференціальні параметри $\frac{\Delta V}{V_P}$, $\frac{\Delta V_S}{V_S}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ і співвідношення V_S / V_P . Це означає,

що за відомих двох параметрів R_0 і G можна визначити лише два параметри геологічного середовища. AVO-аналіз у межах двочленної апроксимації називають двопараметричним AVO-аналізом. При цьому нехтують диференціальними параметрами, які характеризують стрибки швидкості поздовжніх і поперечних хвиль і густини на відбивній межі.

Наведені вище апроксимаційні рівняння Акі – Річардса з точністю до сталого множника в AVO-аналізі розглядаються як моделі амплітуд відбиттів на сейсмограмах загальної точки відбиття (ЗТВ), але при виконанні таких умов: по-перше, сейсмограми як функції віддалення "джерело-приймач" перераховані у функції кута падіння θ шляхом трасування променів (рис. 20.4); по-друге, амплітуди трас відкориговані згідно з геометричним розходженням фронту хвилі, а також виконані процедури сейсмічного зносу (тобто виконується міграція до підсумовування). Останнє забезпечує відсутність зміни часу кожного відбиття на сейсмограмі загальної точки відбиття із заданими просторовими координатами при зміні кута θ . Вважається також, що сейсмічний імпульс не змінюється при зміні кута θ і відсутні регулярні завади.

Таким чином, двопараметричний AVO-аналіз по суті зводиться до перетворення вхідних сейсмограм $U(x, y, \theta, t)$ у траси атрибутів AVO-аналізу $a(x, y, \theta, t)$.

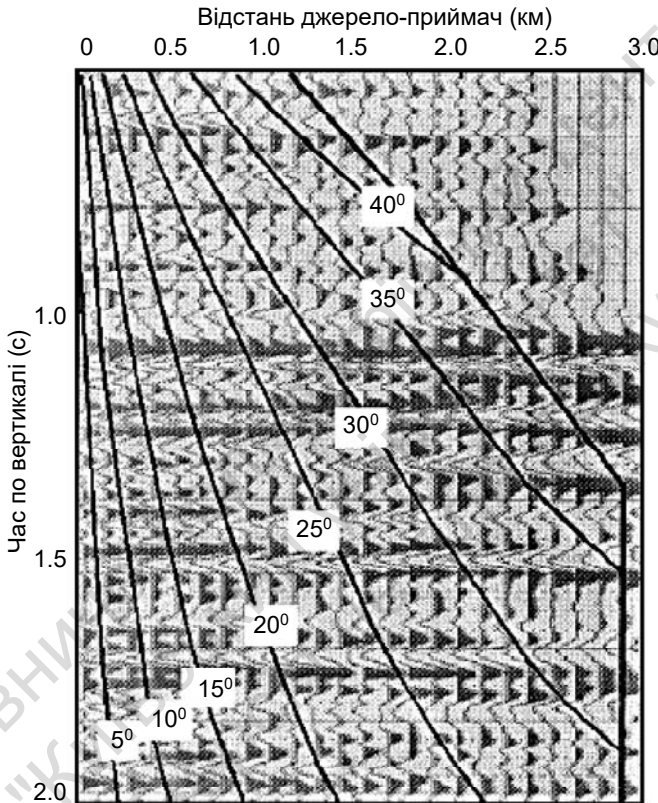


Рис. 20.4. Перехід від сейсмограми, яка представлена як функція відстані сейсмічне "джерело-приймач" до функції кута падіння (на кривих кути позначено в градусах як їхні параметри) шляхом трасування променів

Наступним кроком є інверсія атрибутів AVO-аналізу в параметри літології, пористості, насичення шарів. Цей етап розв'язування оберненої задачі AVO-аналізу називають "AVO-інверсією".

20.5. ОСНОВНІ АТРИБУТИ AVO-АНАЛІЗУ

Відповідно до умовних позначень, прийнятих у рівняннях апроксимації коефіцієнтів відбиття хвиль у шаруватому геологічному середовищі, параметри AVO-аналізу називають атрибутами AVO-аналізу. Виділимо серед них ті, які найчастіше застосовуються у процесі AVO-аналізу сейсмічних даних:

1) A – атрибут, який називають AVO-інтерцептом, який є (з точністю до сталого множника R_0 / A) коефіцієнтом відбиття R_0 ;

2) B – атрибут, який називають AVO-градієнтом, який з точністю до сталого множника являє собою величину G , тобто тангенс кута нахилу прямої, яка усереднює залежність $R(\sin^2 \theta)$ у заданому діапазоні кутів θ ;

3) $A_{Vp} = \frac{\Delta V_p}{V_p}$ – атрибут, який характеризує відбивні властивості шаруватого геологічного середовища при поширенні поздовжніх хвиль;

4) $A_{Vs} = \frac{\Delta V_s}{V_s}$ – атрибут, який характеризує відбивні властивості шаруватого геологічного середовища при поширенні поперечних хвиль;

5) $PKP = \frac{\Delta V_p}{V_p} - \frac{\Delta V_s}{V_s}$ – атрибут, який називається псевдокоєфіцієнтом Пуассона;

6) $\Delta F = \frac{\Delta V_p}{V_p} - 1.16 \frac{V_s}{V_p} \frac{\Delta V_s}{V_s}$ – атрибут, який називається флюїд-фактор.

Варті уваги такі відомості: при визначенні атрибутів використовуються диференціальні параметри $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, які за-

свідчують очевидний факт про те, що в AVO-аналізі розглядаються амплітуди відбитих хвиль, які являють собою диференціальний елемент сейсмічного запису, що визначається не абсолютними значеннями швидкостей і густини, а відносним контрастом (стрибком) цих параметрів на відбивній межі.

Визначимо фізичний зміст атрибута, який одержав назву псевдокоефіцієнта Пуассона. Відомо, що відношення V_S/V_P залежить функціонально від коефіцієнта Пуассона ν середовища

$$\frac{V_S^2}{V_P^2} = \frac{(1-2\nu)}{\lambda(1-\nu)}, \quad (20.22)$$

Якщо розглядати диференціал відношення $\Delta \frac{V_S}{V_P}$, то можна одержати тотожність

$$\frac{\Delta(V_P/V_S)}{(V_P/V_S)} = \frac{\Delta V_P}{V_P} - \frac{\Delta V_S}{V_S}, \quad (20.23)$$

Отже, можна стверджувати, що відношення V_P/V_S за своєю інформативністю еквівалентне коефіцієнту Пуассона, що дає підстави різницю $\frac{\Delta V_P}{V_P} - \frac{\Delta V_S}{V_S}$ назвати псевдокоефіцієнтом Пуассона.

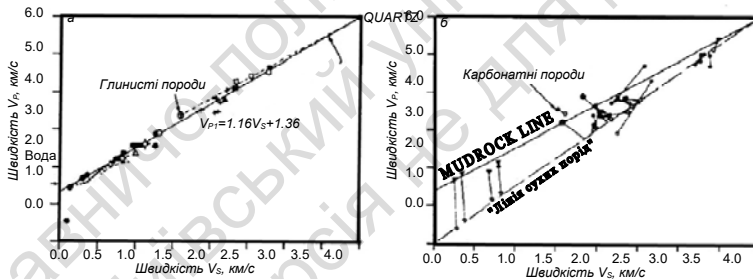


Рис. 20.5. Залежність між V_P і V_S для піщано-глинистих порід:

а – водонасичені породи (mudrock line $V_P = 1.16V_S + 1.36$);

б – водонасичені (заліті чорні точки) і сухі породи (світлі точки).
Різні форми точок означають результати досліджень різних авторів

Атрибут флюїд-фактора ΔF , одержаний шляхом перетворення лінійної залежності між поздовжньою і поперечною хвилями для аргіліто-глинистих порід (mudrock line)

$$V_P = 1.16V_S + 1.36 \quad (20.24)$$

підставимо у формулу з $\Delta V_p / V_p$ і $\Delta V_s / V_s$, а саме:

$$\Delta F = \frac{\Delta V_p}{V_p} - 1.16 \frac{V_s}{V_p} \frac{\Delta V_s}{V_s}. \quad (20.25)$$

Перший член цього співвідношення $\Delta V_p / V_p$ можна розглядати як результат лінійної апроксимації величини $\Delta V_p / V_p$ по величині $\Delta V_s / V_s$ за даними лінійної залежності для аргілітоглинистих порід (mudrockline). Для усіх водонасичених піщано-глинистих порід рівняння (20.21) відображає яскраво виражений глобальний тренд, а лінія для "сухих" порід у системі координат (V_s, V_p) зміщується відносно mudrockline (рис. 20.5). Отже, величина ΔF на інтервалі піщано-глинистих порід при їхньому водонасиченні має прямувати до нуля, а при газонасиченні має бути суттєво менше нуля при відбитті хвилі від покрівлі газонасиченого шару. На розрізі сейсмічного атрибута флюїд-фактора ΔF на ділянках шару, де поровим флюїдом є вода, значення цього флюїд-фактора має бути близьким до нуля, але покрівля і підшва відобразатимуться відмінними від нуля значеннями. Термін "флюїд-фактор" показує можливість визначення за величиною ΔF характеру насичення і дає підстави розглядати його як засіб для прямих пошуків нафти і газу. Цілком зрозуміло, що при практичному застосуванні слід опиратися на залежність між V_p і V_s , установлену за експериментальними даними для регіону досліджень. Це означає, що сталі величини, які входять у лінійні рівняння, необхідно відповідним чином замінити на основі реальних залежностей.

Порівнюючи атрибути PKP і ΔF , можна переконатися, що атрибут флюїд-фактор є по суті атрибутом ΔF із масштабованими складовими $\Delta V_s / V_s$.

Зображення середовища в атрибутах AVO-аналізу будують підсумовуванням сейсмограм з ваговими коефіцієнтами, які відповідають умовам двопараметричної параметризації. Дійсно, якщо замінити

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1}{4} \frac{\Delta V_p}{V_p}, \quad (20.26)$$

відповідно глобальним трендом для густини і швидкості, то залежність $A(\theta)$ можна подати в такому вигляді:

$$A(\theta) = C_i \frac{\Delta V_P}{V_P} - D_i \frac{\Delta V_S}{V_S}, \quad (20.27)$$

де $C_i = \frac{5}{8} - \frac{1}{2} \frac{V_S^2}{V_P^2} \sin^2 \theta$, $D_i = -4 \frac{V_S^2}{V_P^2} \sin^2 \theta$, $i = 1, 2, \dots, n$. Тут n – кількість трас сейсмограми загальної точки відбиття для діапазону кутів відбиття хвилі $0^\circ < \theta < 40^\circ$, у межах якого справедлива двопараметрична апроксимація.

В одержаному співвідношенні для $A(\theta)$ (20.27) компоненти $\Delta V_P / V_P$ і $\Delta V_S / V_S$ відповідають відлікам зображення, яке необхідно знайти, у формі, що відповідає цьому атрибуту, а коефіцієнти C_i і D_i не залежать ні від цих відліків, ні від вихідних сейсмограм, тому що вони є параметрами прийнятої моделі.

Систему рівнянь (20.27) при $n = 30 - 40$ можна розглядати як перевизначену систему рівнянь, розв'язок якої можна шукати методом найменших квадратів. Найкращі в мінімально-квадратичному сенсі оцінки компонент $\Delta V_P / V_P$ і $\Delta V_S / V_S$ для кожного відліку часу одержують стандартним чином як вагові суми відліків A_i усіх n -трас вхідної сейсмограми ЗТВ на цьому інтервалі часу t :

$$\frac{\Delta V_P}{V_P} = \sum_{i=1}^n A_i \frac{C_i \sum_{j=1}^n (D_j^2) - D_i \sum_{j=1}^n (C_i D_j)}{\sum_{j=1}^n (C_j^2) \sum_{j=1}^n (D_j^2) - \left[\sum_{j=1}^n (C_i D_j) \right]^2}, \quad (20.28)$$

$$\frac{\Delta V_S}{V_S} = \sum_{i=1}^n A_i \frac{D_i \sum_{j=1}^n (C_j^2) - C_i \sum_{j=1}^n (C_i D_j)}{\sum_{j=1}^n (C_j^2) \sum_{j=1}^n (D_j^2) - \left[\sum_{j=1}^n (C_i D_j) \right]^2}. \quad (20.29)$$

Інші атрибути AVO-аналізу, включаючи інтерцепт A і градієнт G , визначають аналогічним чином, або ж обчислюють як лінійні комбінації інших атрибутів – наприклад, тих самих A і B .

Відповідальним етапом при розв'язуванні системи рівнянь (20.27) є вибір значень коефіцієнтів C_i і D_j . В існуючих технологіях їх визначають за даними глобальних трендів для водонасичених піщано-глинистих порід. Це означає, що апріорні дані заздалегідь визначають і наявність властивостей таких трендів, і в одержаних унаслідок аналізу AVO-атрибутів. Наприклад, якщо очікування значення атрибута флюїд-фактора для водонасичених піщано-глинистих порід дорівнює нулю. Тоді, відповідно, якщо той чи інший геологічний об'єкт виявляє в зображенні цього атрибута властивості, які не збігаються з оцінками прогнозів за даними трендових залежностей $V_p = tV_S$ для цього атрибута, то в кінцевому результаті це означає:

- 1) або маємо справу не з водонасиченою породою;
- 2) або ця порода не є піщано-глинистою;
- 3) або в реальних водонасичених піщано-глинистих породах ділянки досліджень глобальні тренди мають суттєво інші коефіцієнти.

Методична гнучкість щодо реалізації можливостей AVO-аналізу виявляється у можливості вибрати таку форму зображення атрибута, в якій власний тренд даного атрибута не лише відповідає знайденим трендовим залежностям, але й надає можливість кількісних оцінок. Далі переконаємося, що такою формою зображення є кросплат між певними парами атрибутів.

За допомогою двопараметричної апроксимації можна визначити сейсмічні атрибути AVO-аналізу, які в подальшому використовуються для оцінювання літології, колекторних властивостей і характеру насичення.

Зрозуміло, що за таких зазначених вище обмежень одержати задовільні результати можна не завжди. Основні труднощі полягають у тому, що прийняті спрощені моделі можуть суттєво відрізнятись від реального геологічного розрізу району досліджень. Крім того, цільові ефекти від зміни літології, пористості й насичення можуть бути значно меншими, ніж вплив завад і факторів, які ускладнюють прямі залежності, – тонкошарува-

тість, похибки врахування розходження фронту хвилі в умовах структурної й літологічної неоднорідності розрізу, анізотропія та ін. Для подолання цих недоліків розробляються нові теоретичні підходи і технології AVO-аналізу.

20.6. АЛЬТЕРНАТИВНІ АТРИБУТИ AVO-АНАЛІЗУ

Основним параметром сейсмічних атрибутів AVO-аналізу безумовно є відношення V_p / V_s . Це відношення розглядається як інформативний індикатор варіацій літологічного складу і типу флюїдонасичення. Швидкість сейсмічних хвиль є важливим кінематичним параметром, який безпосередньо вимірюється в сейсмозвідці. Рівняння Цюппрітца, апроксимації якого застосовуються в AVO-аналізі, одержано з урахуванням неперервності напруг і переміщень на межі двох ізотропних шарів. До рівняння, яке описує межі умови, безпосередньо входять параметри Ламе λ і μ і густина ρ . Причому параметр Ламе λ не має прозорого фізичного змісту, але входить до залежності між модулем стискання K пружного ізотропного середовища і параметрами Ламе:

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu. \quad (20.30)$$

Для ідеально пружної рідини $\mu = 0$ і $K = \lambda$, тобто параметр Ламе λ збігається з модулем об'ємного стискання рідини.

Припускають, що інформативність параметрів Ламе щодо змін літології порід достатньо висока, тобто така сама, як для відношення V_p / V_s . Це дає підстави для апроксимації рівняння Цюппрітца скористатися комплексними параметрами $\lambda\rho$ і $\mu\rho$. Крім того, ці комплексні параметри можна розрахувати з акустичних імпедансів: для поздовжніх хвиль $I = \rho V_p$, для поперечних хвиль $J = \rho V_s$. Для розрахунку користуються очевидними співвідношеннями

$$J^2 = \rho\mu, \quad \lambda\rho = I^2 - 2J^2,$$

які впливають з відомих співвідношень теорії пружності: $\rho V_p^2 = \lambda + 2\mu$ і $\rho V_s^2 = \mu$.

Акустичні імпеданси знаходять стандартним способом при обробці сейсмограм ЗТВ методом найменших квадратів.

Рівняння для апроксимації коефіцієнта відбиття в цьому випадку можна записати у вигляді

$$R(\Theta) = \frac{\Delta I}{2I} \left(I + \tan^2 \Theta \right) - 8 \frac{J^2}{I^2} \frac{\Delta I}{2I} \sin^2 \Theta - \frac{\Delta \rho}{\rho} \left(\tan^2 \Theta - 4 \frac{J^2}{I^2} \sin^2 \Theta \right). \quad (20.31)$$

Одержане наближення для коефіцієнта відбиття називають модель лямбда-мю-ро.

У рамках стандартних обмежень знаходимо формули для основних атрибутів AVO-аналізу:

$$\frac{\Delta(\lambda\rho)}{2\lambda\rho} = 4 \frac{\Delta I_p}{2I_p} - 2 \frac{\Delta I_s}{2I_s} = 3R_0 + G, \quad (20.32)$$

$$\frac{\Delta(\mu\rho)}{2\mu\rho} = 2 \frac{\Delta I_s}{2I_s} = 2(R_0 - G). \quad (20.33)$$

Неважко переконатися, що при переході від стрибків швидкостей V_p і V_s на межі до стрибків добутків параметрів Ламе на густину на межі, в апроксимації рівняння для коефіцієнтів відбиття з'явилися члени, в які добутки параметрів Ламе на густину входять у другому степені. Це означає, що така формула забезпечує більш контрастне розрізнення колекторів за типом насичення, а при однаковому насиченні – і за величиною пористості.

Можна побудувати апроксимаційне рівняння для коефіцієнтів відбиття, в якому враховуються безпосередньо стрибки модулів пружності, а саме, $\Delta K / 2K$ – модуля об'ємного стискання, модуля зсуву $\Delta\mu / 2\mu$ та модуля густини $\Delta\rho / 2\rho$:

$$R(\Theta) = \frac{\Delta K}{2K} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \frac{V_s^2}{V_p^2} \right) \frac{1}{\cos^2 \Theta} + \frac{\Delta\mu V_s^2}{2\mu V_p^2} \left(\frac{2}{3} \frac{1}{\cos^2 \Theta} - 4 \sin^2 \Theta \right) + \frac{\Delta\rho}{2\rho} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1}{2 \cos^2 \Theta} \right). \quad (20.34)$$

Використання цієї трійки атрибутів має певні переваги, зокрема відношення сигнал/завада при оцінюванні μ удвічі вище, ніж при оцінці $\mu\rho$, а при оцінці K – майже в чотири рази вище,

ніж при оцінці $\lambda\rho$. Модулі μ і K дозволяють уникнути неоднозначності, яка є в парних добутках $\mu\rho$ і $\lambda\rho$ через наявність у них густини, яка визначається в трипараметричних моделях з найменшою стійкістю.

20.7. AVO-КРОСПЛОТ

Кожну пару сейсмічних атрибутів AVO-аналізу можна подати у формі кросп্লота. Найпростішою моделлю базового кросп্লота $[A_0, G]$ є лінійна залежність

$$G = a + bR_0, \quad (20.35)$$

яка справедлива в діапазоні кутів падіння приблизно $5^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$.

Для базової моделі AVO-аналізу з урахуванням обмежень глобальних mudrock line трендів, які зв'язують V_p , V_s і ρ однозначною залежністю, коефіцієнти a і b у випадку водонасичених піщано-глинистих порід мають такі значення:

$$a = 0, \quad b = \frac{4}{5} \left(1 - \frac{V_s^2}{V_p^2} - 6.9 \frac{V_s}{V_p} \right). \quad (20.36)$$

Беручи до уваги знайдені значення коефіцієнтів a і b (20.36), маємо для водонасичених теригенних порід $b = 0$, якщо $R_0 = 0$. Оскільки для більшості випадків $0.3 < (V_s / V_p) < 0.7$, то кутовий коефіцієнт b глобального фонового тренда кросп্লота $[A, B]$, як правило, від'ємний і зростає за абсолютною величиною при збільшенні відношення V_s / V_p . Лише за дуже малих значень відношення V_s / V_p (неконсолідовані відклади) кутовий коефіцієнт може стати додатним (рис. 20.6).

Для точок лінії фонового тренда атрибут флюїд-фактор ΔF можна визначити, користуючись залежністю

$$\Delta F = A \sin \varphi + B \cos \varphi, \quad (20.37)$$

де φ – кут нахилу лінії фонового тренда (рис. 20.6).

Глобальний петрофізичний тренд для A і B зазвичай від'ємний, але в загальному випадку може бути й додатний.

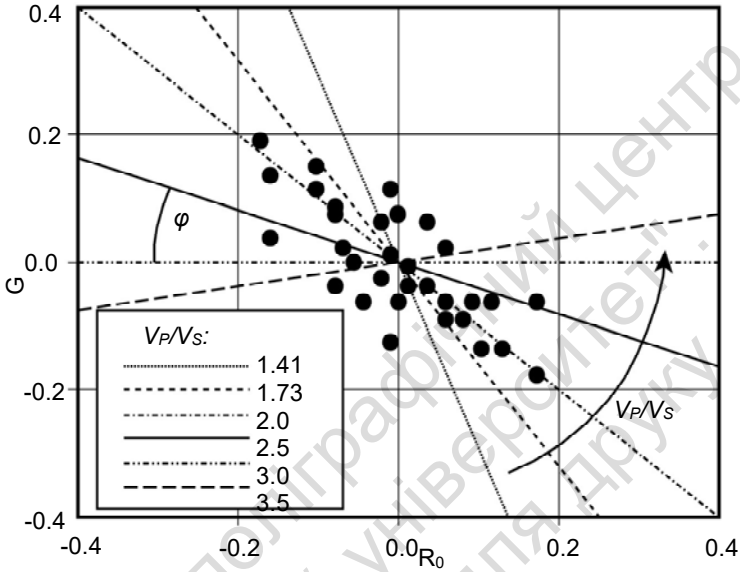


Рис. 20.6. Лінія фонового тренда для випадку $V_P/V_S = \text{const}$ і виконання умови (20.36) при $0,3 < (V_S/V_P) < 0,7$

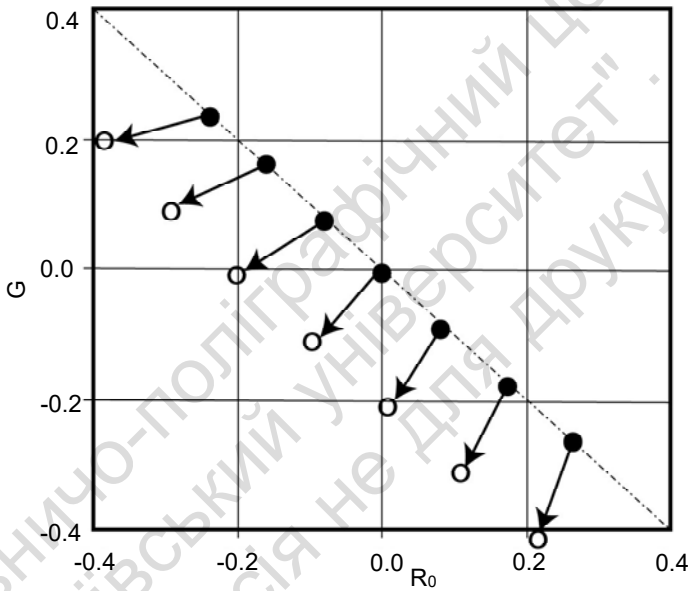


Рис. 20.7. Відхилення точок кросплота від лінії фонового тренда при зменшенні акустичної жорсткості породи-колектора внаслідок заміщення пластової води нафтою (газом) або через зміну літології для випадку відбиття від **█**покрівлі-колектора**█**

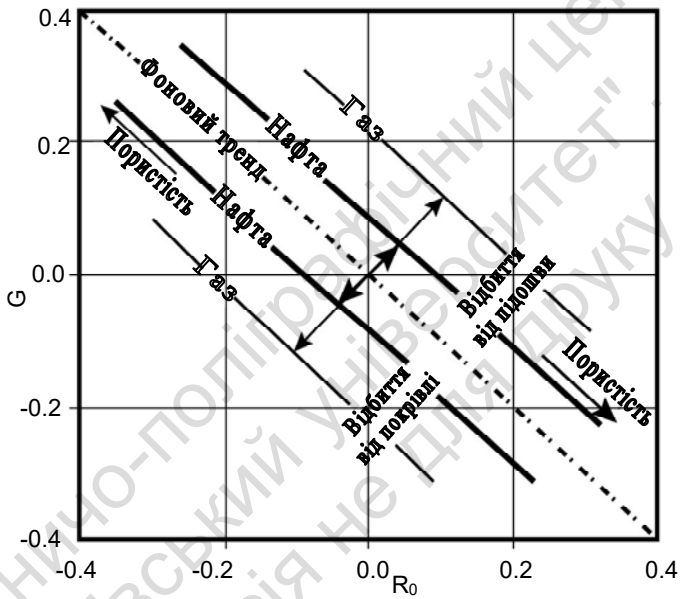


Рис. 20.8. Вплив ефекту зменшення акустичної жорсткості породи-колектора на атрибути R_0 і G (стрілками показано флюїдні вектори)

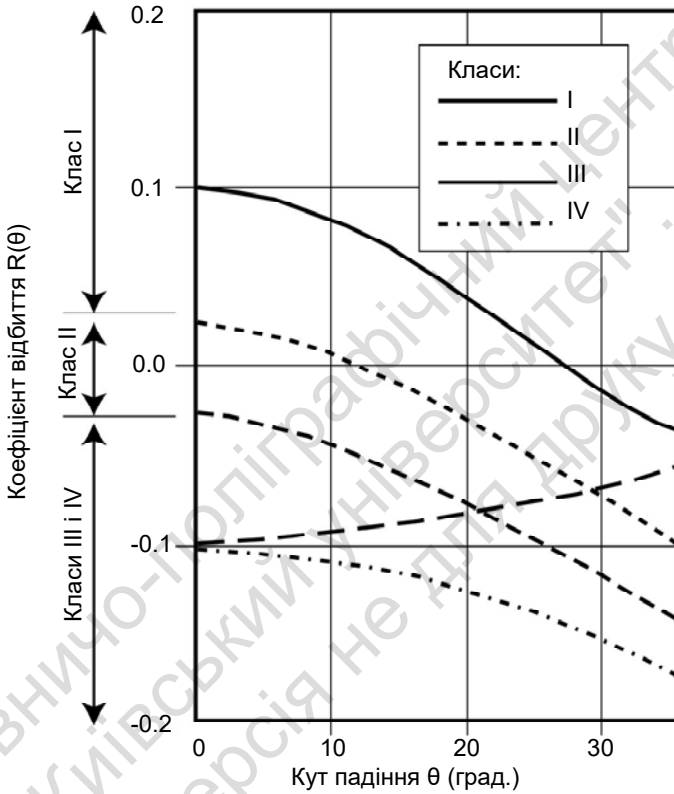


Рис. 20.9. Коефіцієнти відбиття плоских хвиль від покрівлі газонасиченого піщаного колектора залежно від співвідношення акустичних імпедансів колектора і глинистої покрівлі та класифікація AVO-аномалій

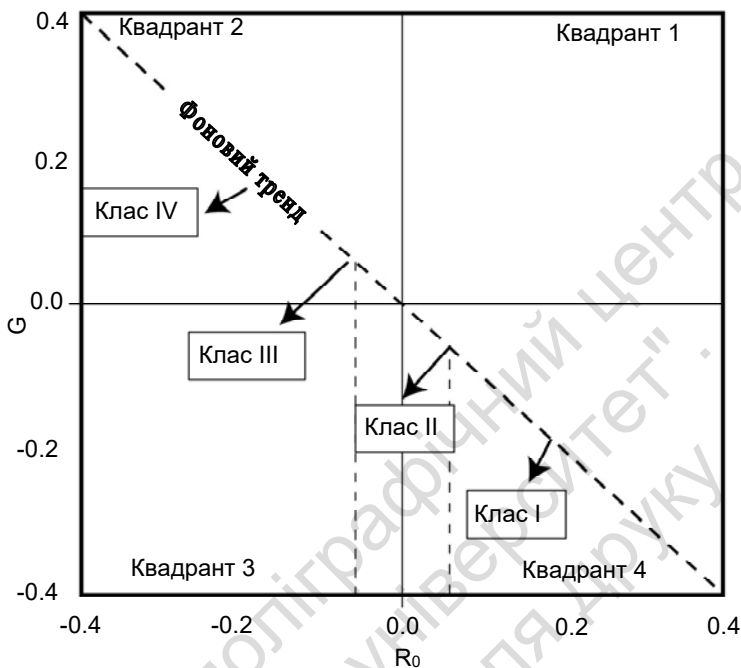


Рис. 20.10. Класифікація аномалій, обумовлених зменшенням акустичної жорсткості породи-колектора при відбитті хвилі від його покрівлі (стрілками показано флюїдні вектори)

Але статистичний тренд лінійної залежності для параметрів B і A завжди від'ємний. Це означає, що кожна реалізація випадкового розподілу амплітуд уздовж лінії синфазності відбиттів на сейсмограмі ЗТВ спричиняє похибки як при оцінках B , так і A , але ці похибки різного знака. Водночас виявляється, що внаслідок цих похибок точка на кросплоті зміщується уздовж лінії, яка має кутовий коефіцієнт b . Таким чином, випадковий розподіл амплітуд на сейсмограмі загальної точки відбиття спричиняє відповідний випадковий розподіл точок на кросплоті. Цей розподіл ближчий до глобального фонового тренда, який визначається відношенням V_S / V_P для району досліджень.

Проте зовсім інший характер зміщення точок кросплота викликає зміна пружності породи у випадку заміщення пластової

води газом. Для відбиттів від покрівлі шару, в якій вода змінилася на газ, точки кросплота зміщуються в бік зменшення B і A (див. рис. 20.7). Ці зміщення визначають так звані флюїдні вектори – стрілки на рис. 20.7. Довжина векторів пропорційна ступеню зменшення об'ємного модуля стиснення K породи-колектора. Точки кросплота, що зміщуються, утворюють сукупність із трендом, який майже паралельний фоновому тренду. Але цей тренд уже не проходить через початок координат кросплота. Відбиття від підосви колектора у випадку зростання модуля пружності K зміщуються у бік збільшення G і A_0 на величину, яка пропорційна збільшенню модуля пружності при водонасиченні заміщення води нафтою і викликає значно менше зниження модуля пружності, ніж заміщення газом (рис. 20.8).

20.8. КЛАСИФІКАЦІЯ AVO-АНОМАЛІЙ

Зважаючи на наявність зв'язку між розташуванням точок на кросплоті $[G, R_0]$ і петрофізичними характеристиками шаруватої моделі *колектор – покрівля – підстеляючі породи*, можна розробити на цій основі класифікацію AVO-аномалій. Зміщення точок, викликане зміною пружності породи-колектора, залежить від співвідношення акустичних імпедансів насиченого колектора і вмісних порід, яке визначає форму кривих $R(\theta)$, відповідно, величини B і A (рис. 20.9). Можливі варіанти, обумовлені цим співвідношенням, можна розділити на чотири класи, які тягнуть до різних ділянок на кросплоті (рис. 20.10). Виділені класи наведено в табл. 20.2.

Для випадку відбиття від покрівлі пласта-колектора класифікацію AVO-аномалій наведено в табл. 20.2.

Зауважимо, що в табл. 20.2 береться до уваги абсолютне значення коефіцієнта відбиття, тобто, якщо у правій графі таблиці йдеться про зменшення амплітуди зі збільшенням кута θ , то це може бути зменшення від'ємного коефіцієнта відбиття. Клас IV є аномальним у тому сенсі, що має місце додатний градієнт B , але амплітуда (абсолютна величина) зменшується при збільшенні кута θ (рис. 20.10).

Таблиця 20.2. Зміна ключових параметрів при 4-ступеневій AVO-класифікації

Клас	Акустичний імпеданс	КвADRANT кросплота	A_0	G	Характер зміни амплітуди відбиття при зміні кута θ
I	Вищий, ніж у покрівлі пласта	4	+	-	Зменшується
II	Приблизно такий самий, як і в покрівлі	2, 3 і 4	+/-	-	Зменшується/зростає, може змінювати знак
III	Нижчий, ніж у покрівлі	3	-	-	Зростає
IV	Нижчий, ніж у покрівлі	2	-	+	Зменшується

Для відбиттів від підшви піщаного колектора розташування класів відображається дзеркально-симетрично щодо лінії фонового тренда у верхній частині поля кросплота.

Із рис. 20.8–20.10 легко переконатись у тому, що вуглеводневе насичення може спричинити зміщення точки (B, A) відносно фонового тренда практично в будь-яке поле, особливо у випадках, якщо колектор має потужність меншу за довжину хвилі або має глинисті прошарки. Цим пояснюються численні невдачі прямих пошуків за "яскравими плямами" і помилкові результати AVO-аналізу. Для уникнення помилок і оцінювання принципової можливості розв'язування задачі прямих пошуків вуглеводнів необхідно провести математичне моделювання AVO-атрибутів при водо- і вуглеводневому насиченні за конкретними значеннями V_p , V_s , ρ , визначеними методами геофізичного дослідження свердловин (ГДС) з використанням формалізму заміщення флюїду.

Для з'ясування причин неоднозначності розглянемо вплив обмежень петрофізичних параметрів на кути нахилу фонового тренда. У випадку $V_p / V_s = \text{const}$ мінімальний кутовий коефіцієнт $b = 1 - 8(V_p / V_s)^2 = 1$, що в кінцевому рахунку приводить до $G = -R_0$. Якщо вважати, що $K = \text{const}$, то маємо максимальний кутовий коефіцієнт $b = -5$. Положення кривої глобального тренда виявляється проміжним. На кросплоті $[V_p / V_s, V_p]$ крива глобально-

го тренда є бісектрисою трендів $V_p / V_s = \text{const}$ і $K = \text{const}$, а кутовий коефіцієнт кривої глобального тренда для консолідованих порід коливається в межах $-5 < b < -1$. Тренд, який відповідає умові $V_p / V_s = \text{const}$, більш імовірний у випадку сильноуцільнених високошвидкісних порід, а тренд, що відповідає умові $K = \text{const}$, характерний для слабкоконсолідованих низькошвидкісних порід.

Коливання кутового коефіцієнта кривого фонового тренда – це не єдина причина зміщень точок на кросплоті $[G, R_0]$. Якщо не змінюються властивості покрівлі шару і скелета колектора, заміна пластової води вуглеводнями в колекторі практично завжди спричиняє зміщення точок кросплота поперед лінії фонового тренда.

Проте можливі випадки, наприклад у розрізах із $K = \text{const}$, коли водонасиченому колектору відповідають "хмари" точок, які систематизовано зміщуються в напрямку, поперечному до фонового тренда. Такий випадок може трапитися тому, що збільшення пористості й (або) порового тиску у водонасиченому колекторі веде до зміщення точок кросплота такого самого знака, що і зміна водо- на газонасичення. Дійсно, збільшення пористості зазвичай залишає незмінним відношення V_p / V_s , а в цьому випадку за умови $K = \text{const}$ точка кросплота зміщується відносно лінії фонового тренда, адже лінії $V_p / V_s = \text{const}$ і $K = \text{const}$ не паралельні для слабкоуцільнених порід (невисокі швидкості V_p). Відповідно, зменшення пористості та (або) порового тиску зумовлюють ефект того самого знака, що і зміна газоподібного флюїду на рідинний. До змін пружних властивостей скелета може привести також зміна літологічного складу і характер цементу породи. Коливання властивостей покрівлі шару ведуть, як правило, до зміщення точок кросплота вздовж напрямку фонового тренда, але значне зменшення пружності покрівлі спричиняє ефект, який якісно протилежний ефекту, обумовленому зміною водонасичення колектора на нафто- або газонасичення.

Підсумовуючи наведене вище, доходимо висновку, що глобальні тренди відображають лише найбільш загальні, усереднені закономірності, які притаманні моделі кросплота.

Локальні особливості осадконакопичення гірських порід і наступні процеси діагенезу можуть спричиняти суттєві, з точністю до знака, відмінності від ефектів, прогнозованих на основі гло-

бальних трендів. Тому слід зважати на те, що інтерпретація ізолюваного кросплота, який побудований за даними спостережень, узагалі може бути неоднозначною. Для підвищення надійності необхідно до дослідження даних AVO-аналізу залучати результати вивчення варіацій літології, флюїдонасичення, порового тиску, ступеня глинистості й типу цементу та здійснювати моделювання кросплотів конкретних об'єктів розвідки.

Для цієї мети можна скористатися даними ГДС і сучасними методами математичного моделювання пружних і акустичних властивостей флюїдонасичених порід-колекторів.

20.9. ГОДОГРАМИ КРОСПЛОТА

Традиційний метод моделювання кросплота $[G, R_0]$ полягає в числових розрахунках V_p, V_s, ρ за допомогою теоретичних моделей або в їхньому оцінюванні шляхом інтерпретації кривих акустичного каротажу (АК) для конкретних пластових умов порід-колекторів.

Вплив зміни літології оцінюють перебором точок кривих АК у межах пласта, а оцінювання впливу типу порового флюїду – числовими розрахунками пружних властивостей з використанням моделі Гассмана.

Цілком очевидно, що знайдені таким чином величини G і R_0 імітують параметри імпульсної, а не реальної сейсмограми. Для моделювання атрибутів кросплота, які відповідають реальній сейсмограмі, необхідно величини G і R_0 визначити за допомогою синтетичних трас $U(t, \theta) = R(t, \theta) * w(t)$, одержаних шляхом згортки модельних трас $R(t, \theta)$ із сейсмічним імпульсом $w(t)$. Унаслідок цього для заданої загальної точки відбиття замість однієї точки (G, R_0) для кожної заданої відбивної межі на кросплоті з'явиться послідовність точок $1, 2, \dots, l, m, \dots, n$, які відповідають відлікам $1, 2, \dots, l, m, \dots, n$ імпульсу $w(t)$, відбитого від заданої межі (рис. 20.11). Ці точки послідовно виносять на кросплот.

Крива, яка з'єднує послідовність точок – значень атрибутів – на кросплоті $(1, 2, \dots, l, m, \dots, n)$, називається *годограмою*.

У випадку ідеальної сейсмограми $U(t, \theta)$ годограма є прямою лінією, яка має кут нахилу φ у площині кросплота. Кут φ називається поляризаційним кутом годограми (рис. 20.12).

Якщо відбивна межа не аномальна, тобто при її перетині тип насичення не змінюється, тоді кут нахилу годограми збігається з кутом нахилу фонового тренда. У випадку, якщо на сейсмограмі загальної точки відбиття з'являються зсуви і розтяги імпульсу тощо, то лінійна годограма перетворюється на замкнену фігуру, орієнтовану під таким самим кутом φ .

Аномальній межі, яка характеризується тим, що на ній відбувається зміна типу насичення, відповідає вже кут нахилу φ , який відрізняється від кута нахилу лінії фонового тренда.

Зокрема, при зміні типу флюїду годограма орієнтована вздовж флюїдного вектора (рис. 20.11).

Залежність поляризаційного кута від наявності або за відсутності зміни порового флюїду на відбивній межі підвищує ефективність AVO-аналізу як інструмента прямих пошуків вуглеводнів навіть у випадках, коли аномальна межа сама по собі дає точку на кросплоті, яка лежить поблизу лінії фонового тренда. У цьому випадку її можна розпізнати, насамперед, завдяки тому, що кут φ її годограми відрізняється від кута нахилу фонового тренда.

Через це вводять додаткові атрибути AVO-аналізу, які визначаються шляхом побудови годограм:

- поляризаційний кут годограми φ ;
- різниця $\Delta\varphi$ між поляризаційним кутом і кутом нахилу лінії фонового тренда;
- магнітуда L годограми;
- поляризаційний добуток $L\Delta\varphi$;
- лінійний коефіцієнт кореляції годограм.

Розглянемо детальніше методику визначення додаткових атрибутів AVO-аналізу.

Визначення поляризаційного кута

Значення поляризаційного кута годограми φ визначають усередині ковзного вікна сейсмограми $[-N, N]$, яке відповідає часовому інтервалу від 0,5 до 1 видимого періоду сейсмічного

запису. Для будь-якої точки M (рис. 20.12) визначають одиничний вектор поляризації $\vec{P}(P_x, P_y)$, напрямком якого збігається з напрямком кута φ , а компонента P_y колінеарна осі R_0 , а P_x – осі G . Тобто для часового відліку $t = m\Delta t$ у центрі часового вікна кут φ визначається із співвідношення

$$\varphi = \arctan\left(\frac{P_y}{P_x}\right). \quad (20.38)$$

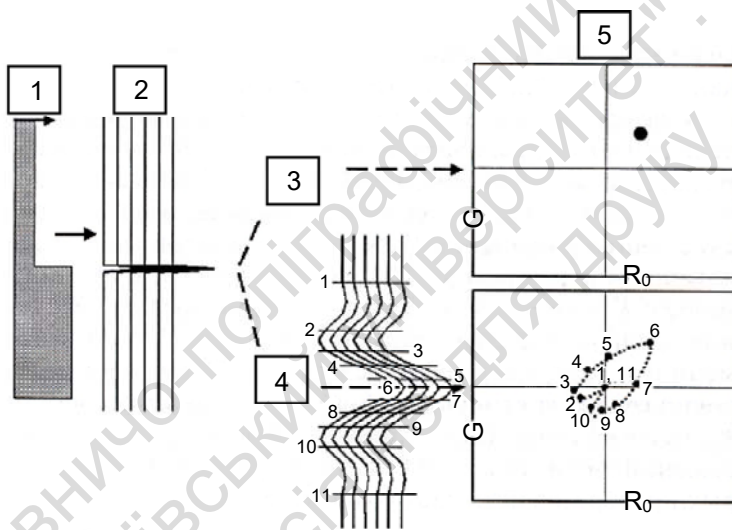


Рис. 20.11. Побудова кросплота за даними синтетичних сейсмічних трас:

- 1 – акустична жорсткість пластів; 2 – імпульсна сейсмограма $R(\theta)$;
- 3 – імпульсна сейсмограма без згортки із сейсмічним імпульсом;
- 4 – згортка імпульсної сейсмограми із сейсмічним імпульсом;
- 5 – моделі кросплота. 1–11 – точки значень амплітуд на годограмі

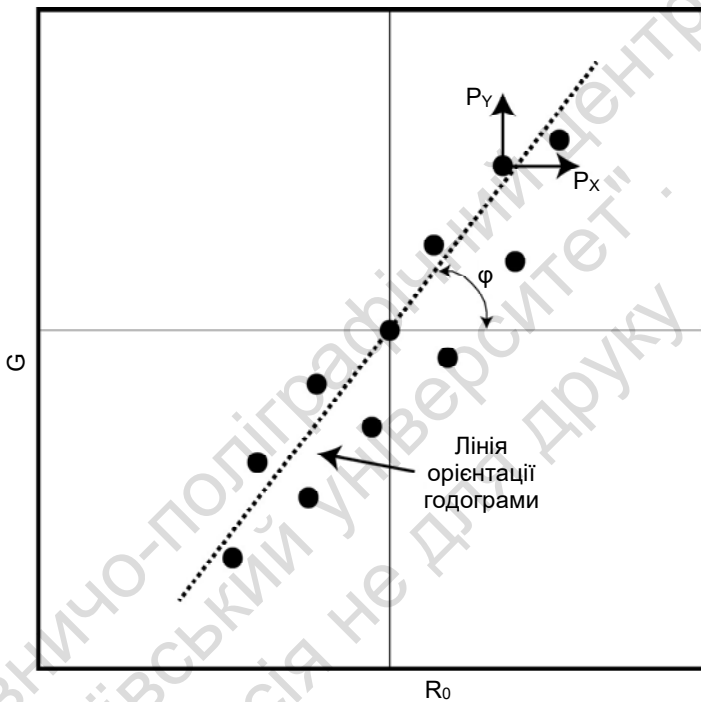


Рис. 20.12. Визначення кута поляризації годограми φ для вікна AVO-аналізу $[-N, N]$ (кут φ вимірюється в напрямку за часовою стрілкою від лінії орієнтації годограми до горизонтальної осі. Для будь-якої точки M на годограмі можна визначити одиничний вектор поляризації $\vec{P}(P_x, P_y)$)

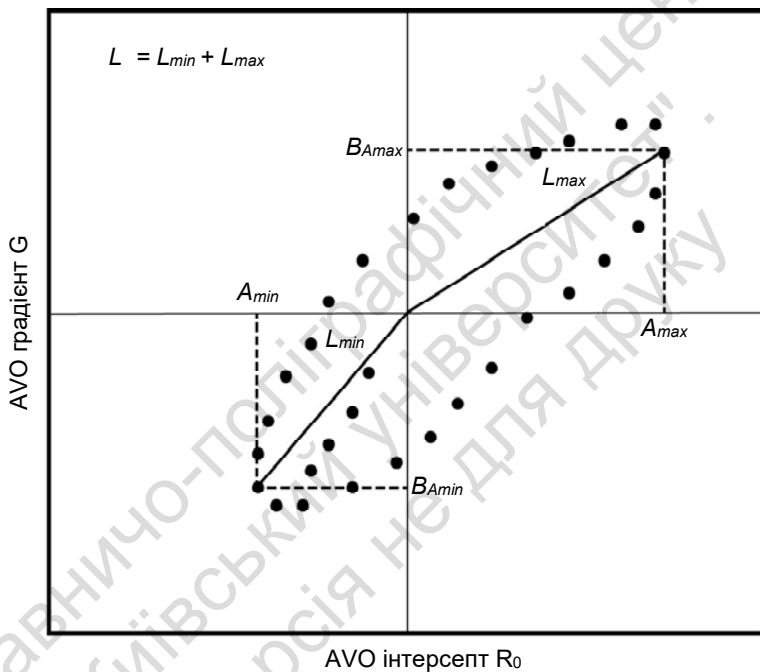


Рис. 20.13. Визначення магнітуди годограми $[G, R_0]$

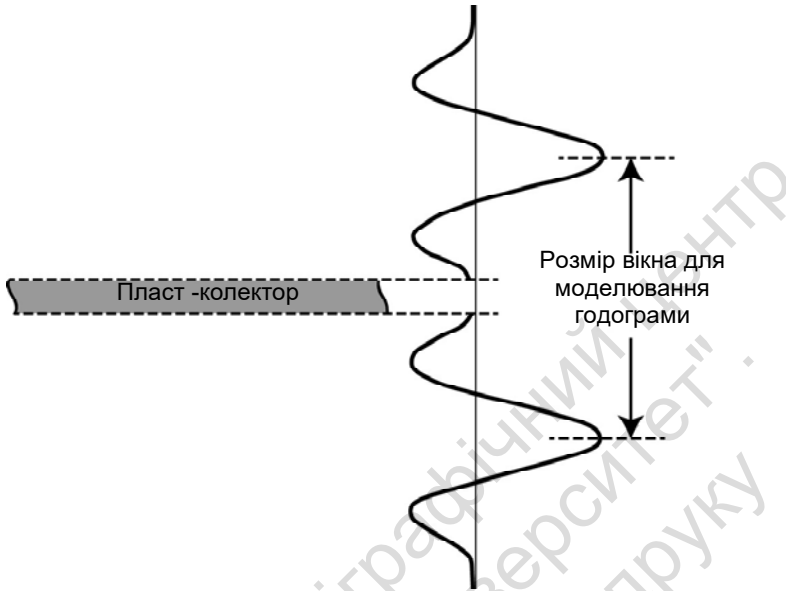


Рис. 20.14. Визначення вікна імпульсної сейсмограми для згортки із сейсмічним імпульсом (жирна лінія) при моделюванні годограми

Числові розрахунки компонент вектора P_x і P_y здійснюються розв'язуванням такого характеристичного рівняння детермінанта матриці $R_{lq}^{(m)}$:

$$|R_{lq}^{(m)} - \lambda \delta_{bq}| = 0, \text{ тут } b, q = 1, 2, 3, \quad (20.39)$$

де λ – дійсна додатна величина; δ_{bq} – дельта Кронекера.

Симетрична матриця $R_{lq}^{(m)}$ розмірністю $(2 * 2)$ має вигляд

$$R_{lq}^{(m)} = \frac{1}{2N + 1} \begin{pmatrix} \sum_{i=-N}^N R_{0,m+i}^2 & \sum_{i=-N}^N R_{0,m+i}^2 G_{m+i} \\ \sum_{i=-N}^N R_{0,m+i}^2 G_{m+i} & \sum_{i=-N}^N G_{m+i}^2 \end{pmatrix}. \quad (20.40)$$

Із розв'язку детермінанта характеристичного рівняння $R_{lq}^{(m)}$ знаходимо його власні значення

$$P_x = \frac{\sqrt{2}}{[1+D]^{1/2}} \frac{\sum_{(i)} R_{0,m+i} G_{m+i}}{\left[4\left(\sum_{(i)} R_{0,m+i} G_{m+i}\right)^2 + \left(\sum_{(i)} R_{0,m+i}^2 - \sum_{(i)} G_{m+i}^2\right) \right]^{1/2}}$$

$$P_y = \frac{\sqrt{2}}{2} [1+D]^{1/2}, \quad (20.41)$$

$$D = \frac{\left(\sum_{(i)} R_{0,m+i}^2 G_{m+i}^2\right)}{\left[4\left(\sum_{(i)} R_{0,m+i} G_{m+i}\right)^2 + \left(\sum_{(i)} R_{0,m+i}^2 - \sum_{(i)} G_{m+i}^2\right) \right]^{1/2}}.$$

Компоненти вектора \vec{P} нормуються таким чином, щоб для даного вікна його модуль дорівнював одиниці: $|\vec{P}| = 1$.

Магнітуда годограми

Числові розрахунки магнітуди для кожного часового вікна здійснюються за формулою

$$L = L_{\min} + L_{\max},$$

$$\text{де } L_{\min} = \sqrt{R_{0,\min}^2 + G_{\min}^2}; \quad L_{\max} = \sqrt{R_{0,\max}^2 + G_{\max}^2}. \quad (20.42)$$

Тут $R_{0,\min}$ – мінімальне значення параметра R_0 для заданого вікна $[-N, N]$, G_{\min} – величина градієнта в точці кросплота зі значенням $R_{0,\min}$. Значення параметрів $R_{0,\max}$ і G_{\max} визначаються аналогічно (рис. 20.13).

Коефіцієнт лінійної кореляції

Коефіцієнт лінійної кореляції r є мірою надійності одержаних оцінок поляризаційного кута і магнітуди годограми. У випадку ідеальної сейсмограми ЗТВ, коли годограма виходить у пряму лінію, коефіцієнт кореляції $r = 1$. Якщо ж

сейсмограма обтяжена спотвореннями – залишковий кінематичний зсув, розтяг імпульсу тощо, а годограма є майже ізометричною фігурою, то поляризаційний тренд стає невизначеним, а значення коефіцієнта лінійної кореляції стає дуже малим і наближається до нуля.

Числові розрахунки атрибутів годограм $\Delta\phi$ і ΔL є достатньо простими і не вимагають додаткових пояснень. Величина $\Delta\phi$ вважається прямим індикатором зміни типу насичення на відбивній межі. У випадку $\Delta\phi = 0$ це означає відсутність зміни насичення на відбивній межі. Якщо $\Delta\phi \rightarrow 90^\circ$, то це свідчить про високу імовірність зміни типу флюїду.

Атрибут годограм $L\Delta\phi$ розглядається як кількісна величина, яка показує розмір перевищення рівня шумів при оцінюванні значущості одержаної величини $\Delta\phi$.

Важливим методичним елементом при визначенні атрибутів годограм є вибір часового вікна. При числових розрахунках цих атрибутів розмір вікна AVO-аналізу має становити 0,5...1 видимого періоду запису. За необхідності звуження часового вікна рекомендується вибирати звужене вікно, яке тяжіє до екстремуму цільового відбиття.

У більшості випадків розріз у цільовому інтервалі є тонкошаруватим, тому окремим пластам-колекторам відповідає інтерференційна ділянка запису, яка може мати мало подібного із формою одиничного сейсмічного імпульсу. У зв'язку з цим моделі годограм для конкретних тонких пластів-колекторів мають будуватися не для одиничного імпульсу, а для згортки із сейсмічним імпульсом відповідної ділянки імпульсної сейсмограми, яка вибрана так, щоб урахувати всі межі вище і нижче пласта-колектора, які роблять внесок у вікно AVO-аналізу певного пласта-колектора (рис. 20.14).

20.10. AVO-ІНВЕРСІЯ

Під терміном *інверсія* у літературі розуміють процес вилучення інформації про фізичні властивості середовища за даними вимірювань геофізичних полів. Тому з формального погляду будь-який AVO-аналіз сейсмічних даних можна називати *інверсією*.

Як зазначалося вище, розв'язання прямої задачі AVO-аналізу здійснюється у два етапи: 1) для заданого інтервалу досліджень геологічного розрізу і заданого стану середовища визначають V_p, V_s, ρ для кожного шару; 2) за формулою Цьоппрітца або за лінеаризованими формулами визначають коефіцієнт відбиття $R_0(t, \theta)$, тут t – вертикальний час у межах досліджуваного інтервалу розрізу. За необхідності траси $R_0(t, \theta)$ перетворюють в область $R_0(t, h)$ і згортають її із сейсмічним імпульсом $w(t)$ для побудови синтетичних сейсмограм $U(t, h) = R_0(t, h) * w(t)$, де h – половина віддалі між джерелом і сейсмоприймачем, яку називають офсетною.

Метою прямої задачі є визначення заданого стану середовища, наприклад наявність ефекту від покладів вуглеводнів. У дійсності шукають два варіанти значень V_p, V_s, ρ : один – для випадку наявності покладів вуглеводнів, а інший – для випадку їхньої відсутності.

Фактично, метою прямої задачі AVO-аналізу є визначення зміни V_p, V_s, ρ , що змінюються під впливом порозаповнювача (вода, нафта, газ) унаслідок підвищення або зниження ефективного тиску при зміні літологічного складу.

Суть оберненої задачі AVO-аналізу полягає у визначенні акустичних параметрів V_p, V_s і густини шляхом мінімізації деякого функціонала $\Phi(t, h, x)$

$$\Phi(\bar{x}, t, h) = \sum_{q=1}^Q [U(t, h) - U_s(t, h)]^2, \quad (20.43)$$

де $U(t, h)$ – результати сейсмічних спостережень на досліджуваному інтервалі розрізу; $U_s(t, h)$ – результати математичного

моделювання синтетичних сейсмограм на цьому самому інтервалі розрізу; \bar{x} – вектор невідомих параметрів V_P, V_S, ρ .

Такий підхід виявився достатньо трудомістким і не має широкого застосування.

20.11. АКУСТИЧНА ІНВЕРСІЯ

Під терміном *акустична інверсія* (іноді – *амплітудна інверсія*) розуміють процедуру, яка із 60-х рр. минулого сторіччя відома як "псевдоакустичний каротаж" (ПАК). Метою акустичної інверсії є визначення залежності акустичного імпедансу $I = \rho V$ від часу t за результатами реєстрації відбитих хвиль U_{Σ} при нормальному куті падіння хвилі на відбивну сейсмічну межу. Як вихідна інформація використовується сейсмічна траса часового розрізу – результат підсумовування "спрямленої" немігрованої або мігрованої сейсмограми, для якої параметром трас є офсет h або кут падіння хвилі θ . Результати такого підсумовування розглядаються як оцінка траси при $\theta = 0$ (нормальне падіння). У класичній постановці акустичну інверсію можна розглядати як обернену динамічну задачу сейсміки відбитих хвиль. Пряма динамічна задача сейсміки відбитих хвиль полягає у визначенні сейсмічної траси $U_{\Sigma}(t)$, якщо відомий потік коефіцієнтів відбиття $r(t)$ і форма сейсмічного імпульсу $w(t)$ та адитивна хвиля-завада $n(t)$

$$U_{\Sigma}(t) = r(t) * w(t) * n(t) \quad (20.44)$$

Обернена динамічна задача сейсміки відбитих хвиль, тобто акустична інверсія, зводиться до визначення акустичного імпедансу $I(t)$ по сейсмічній трасі $U_{\Sigma}(t)$

$$r(t) = \frac{I(t+dt) - I(t)}{I(t+dt) + I(t)} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} [\ln(I(t))], \quad (20.45)$$

$$r(t) = r_{\theta=0}(t)$$

Формально процедуру визначення акустичного імпедансу можна розглядати як зворотну фільтрацію. Якщо застосувати перетворення зворотної фільтрації до рівняння (20.44), то одержимо

$$\hat{r}(t) = r(t) * \hat{w}(t) * \hat{n}(t) \quad (20.46)$$

де $r(t)$ – перетворення зворотної фільтрації сейсмічного імпульсу $w(t)$ і хвилі-завади $n(t)$.

Перехід від $\hat{r}(t)$ до оцінок перетворення імпедансу $\hat{I}(t)$ при дискретному часі $t = \Delta t, 2\Delta t, \dots, N\Delta t$ здійснюється за рекурентною формулою

$$\hat{I}(t + \Delta t) = I(t) \frac{1 + \hat{r}(t)}{1 - \hat{r}(t)}, \quad (20.47)$$

за умови, що відоме початкове значення $\hat{I}(t)$ в одній точці.

Перетворення (20.47) має важливий фізичний зміст, оскільки дозволяє перейти від оцінок коефіцієнтів відбиття $\hat{r}(t)$, які характеризують відбивні межі, до оцінок властивостей геологічного середовища – імпедансів $I_p = \rho V_p$ і $I_s = \rho V_s$. Таким чином, у межах лінійних ізотропних моделей одержано оптимальну інформацію про властивості вертикального розрізу за результатами сейсмічного методу відбитих у межах робочого сейсмічного діапазону частот.

Розглянемо детальніше розв'язання оберненої динамічної задачі для вертикально-неоднорідного горизонтально-шаруватого середовища з довільним розподілом швидкості $V(z)$ і густини $\rho(z)$.

Нехай у момент $t=0$ на вільній поверхні плоским джерелом збуджується імпульсний сигнал довільної форми $w(t)$, який у свою чергу в цьому середовищі збуджує сейсмічне поле $U(t, z)$. Згідно з умовами оберненої динамічної задачі необхідно за допомогою зареєстрованого на поверхні сейсмічного поля $U(t, z_0)$ визначити акустичний імпеданс $I = \rho V$. Припустимо, що функція джерела є функцією Дірака $\delta(t)$, тому для

переходу до сигналу довільної форми $w(t)$ достатньо здійснити операцію згортки

$$U(t) = \int_0^t w(\bar{t}) + U_\delta(t - \bar{t}) d\bar{t}. \quad (20.48)$$

За відсутності джерел сейсмічне поле $U_\delta(t, z)$ має задовольняти хвильове рівняння

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho(z) V^2(z) \frac{\partial U_\delta(t, z)}{\partial z} \right] = \rho(z) \frac{\partial^2 U_\delta(t, z)}{\partial t^2}. \quad (20.49)$$

Оскільки зареєстровані сейсмічні поля є функціями часу поширення хвилі, то доцільно виконати заміну змінних, тобто перейти від просторової координати z до часової координати \bar{t}

$$\bar{t} = \int_0^z \frac{dz}{V(z)} \quad U(t) = \int_0^t w(\bar{t}) + U_\delta(t - \bar{t}) d\bar{t}. \quad (20.50)$$

У цьому випадку рівняння (20.49) матиме такий вигляд:

$$\frac{1}{I(\bar{t})} \frac{\partial I(\bar{t})}{\partial \bar{t}} \frac{\partial U_\delta(t, \bar{t})}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial^2 U_\delta(t, \bar{t})}{\partial \bar{t}^2} = \frac{\partial^2 U_\delta(t, \bar{t})}{\partial \bar{t}^2} \quad (20.51)$$

Коефіцієнт при першому доданку в рівнянні (20.51) можна записати як

$$\frac{1}{I(\bar{t})} \frac{\partial I(\bar{t})}{\partial \bar{t}} = \frac{1}{dt} d[\ln(I(\bar{t}))] = 2R(\bar{t}) \frac{1}{dt}, \quad (20.52)$$

де $R(\bar{t})$ – розподіл коефіцієнтів відбиття в розрізі.

Розв'язок рівняння (20.51) на вільній поверхні для випадку $\bar{t} = 0$ можна одержати у вигляді суми

$$U_\delta(t, 0) = R(t)\varphi(R) + \sum_{i=2}^{\infty} F_i(R(t)), \quad (20.53)$$

де $R(t)$ – послідовність однократних відбитих хвиль, амплітуда яких при збуренні δ -сигналом дорівнює коефіцієнтам відбиття;

$F_i(R(t))$ – функція, яка описує інтенсивність вторинних хвиль i -ї кратності

$$\varphi(R(t)) = \exp \left[\int_0^t \ln [1 - R^2(t)] dt \right], \quad (20.54)$$

де (20.54) – плавна функція, яка враховує зміну інтенсивності однократних хвиль при поширенні їх у покривній товщі.

Якщо при обробці багатократні хвилі усунуто, а функція $\varphi(R(t))$ буде компенсована відповідним підбором підсилення, то

$$U_{\delta}(t) = R(t). \quad (20.55)$$

Таким чином, сейсмічну трасу можна подати інтегралом згортки

$$S(t) = \int_0^t w(\bar{t}) + R(t - \bar{t}) = w(t) * R(t), \quad (20.56)$$

де $w(t)$ – вихідний сейсмічний імпульс.

Функція $R(t)$ має необмежений спектр частот, але вихідний сейсмічний сигнал обмежений деякою смугою частот від f_n до f_B .

Представимо імпульсну сейсмограму $R(t)$ як Фур'є-перетворення від її спектра

$$R(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} R(j\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (20.57)$$

Інтеграл (20.57) подамо у вигляді складових, які відповідають різним частотним діапазонам імпульсної сейсмограми

$$R(t) = R_H(t) + R_C(t) + R_B(t), \quad (20.58)$$

$$\text{де } R_H(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\omega_H} K(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (20.59)$$

$$R_C(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} K(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (20.60)$$

$$R_B(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_B}^{\infty} K(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (20.61)$$

Сейсмічна траса $s(t)$ несе інформацію лише про $R_C(t)$. Інформація про високочастотні зміни в розрізі, яку несе $R_B(t)$, повністю відсутня в сейсмічному записі.

Тому вихідним розв'язком вважатимемо таку функцію $\widehat{w}(t)$ імпульсної сейсмограми, яка є сумою $R_H + R_C$.

Розглянемо шлях відновлення $R_C(t)$, а потім і $R_H(t)$.

Здійснимо операцію коригуючої деконволюції до сейсмічного запису (20.44) з такими параметрами, які б забезпечували на виході отримання сейсмограми

$$\widehat{S}(t) = \widehat{w}(t) * R(t) \quad (20.62)$$

із частотною характеристикою

$$\widehat{S}(j\omega) = \widehat{U}(j\omega) * R(j\omega) \quad (20.63)$$

де

$$|\widehat{U}(j\omega)| = U(\omega)H(\omega) = \begin{cases} A, & \text{якщо } \omega_H < \omega < \omega_B; \\ 0, & \text{якщо } \omega_R < \omega < \omega_H. \end{cases} \quad (20.64)$$

$$\phi_{\widehat{U}}(\omega) = 0$$

$H(\omega)$ – амплітудна частотна характеристика оператора деконволюції; $|\widehat{U}(\omega)|$ – модуль спектра сигналу після деконволюції; A – деяка константа; $\phi_{\widehat{U}}(\omega)$ – фазовий спектр сигналу після деконволюції.

Беручи до уваги (20.53) і (20.64), одержуємо

$$|\widehat{S}(j\omega)| = \widehat{U}(j\omega)R(j\omega) = \begin{cases} AR(j\omega), & \text{якщо } \omega_H \leq \omega \leq \omega_B; \\ 0, & \text{якщо } \omega_H > \omega > \omega_B. \end{cases} \quad (20.65)$$

$$\widehat{S}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \widehat{S}(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} AR(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{A}{2\pi} R_C(t). \quad (20.66)$$

Таким чином, виконання коригуючої деконволюції дозволяє одержати середньочастотну частину імпульсної сейсмограми з точністю до сталого множника $A/2\pi$. Виключення сталого множника досягають шляхом зіставлення з еквівалентно профільтрованою імпульсною сейсмограмою, одержаною за реальними акустичними даними.

Масштабний коефіцієнт знаходять з умови рівності дисперсій: реальної й одержаної за сейсмічними даними середньочастотних імпульсних сейсмограм.

Розглянемо питання про відновлення $R_H(t)$. Якщо деяку функцію a_i замінити деякою ступінчастою \hat{a}_i , кожне значення якої є середнім значенням вихідної функції

$$\hat{a}_i + \hat{a}_{i+1} + \dots + \hat{a}_{i+j} = \frac{1}{j} \sum_{i=i}^{i+j} a_i \quad (20.67)$$

на інтервалі j , тоді спектр ступінчастої функції \hat{a}_i буде близьким до спектра функції a_i , але нижчим за деяку межу частоту.

Якщо кількість ступенів більше одиниці, то ступінчаста функція дозволяє визначити деякий діапазон спектра вихідної функції з боку низьких частот.

Спільне використання динамічних і кінематичних характеристик сейсмічних трас дозволяє оцінювати спектральні компоненти в усьому діапазоні частот від нульової до верхньої межевої частоти у спектрі збудувального сигналу.

$$\text{Якщо відоме } R_s(t) = R_H(t) + R_C(t), \quad (20.68)$$

то розподіл акустичного імпедансу в розрізі можна одержати шляхом інверсії формули

$$I(t) = I_0 \exp \left[2 \int_0^t R_s(t) dt \right]. \quad (20.69)$$

У правій частині формули (20.69) невідомою величиною є імпеданс початкового шару I_0 . Для його визначення скористаємося умовою рівності середніх імпедансів відновленої кривої й пластової моделі, одержаної прямими вимірюваннями швидкості з урахуванням кореляційної залежності між швидкістю і гус-

тиною. Формулу (20.69) з урахуванням дискретного представлення функції R_i

$$R_{i+1} = \frac{I_{i+1} - I_i}{I_{i+1} + I_i}, \quad (20.70)$$

запишемо у вигляді

$$I_i = I_0 \prod_1^i \frac{1 + R_i}{1 - R_i}. \quad (20.71)$$

Рівність середніх значень акустичного імпедансу відновленої кривої й вихідної пластової моделі свідчить про те, що

$$\frac{I_0}{M} = \sum_{i=1}^M \sum_{n=1}^i \frac{1 + R_i}{1 - R_i} = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N V_n \rho_n \Delta T_n, \quad (20.72)$$

де M – кількість елементарних шарів у відновленій кривій (кількість дискретів); $V_n \rho_n$ – швидкість і густина в n -му шарі; ΔT_n – час поширення хвилі в n -му шарі; N – кількість шарів у пластовій моделі; T – загальна тривалість часового інтервалу.

У результаті за допомогою рівняння (20.72) знаходимо

$$I_0 = \frac{\sum_{n=1}^N V_n \rho_n \Delta T_n}{\Delta t \sum_{i=1}^M \prod_1^i \frac{1 + R_i}{1 - R_i}}, \quad (20.73)$$

де Δt – крок дискретизації сейсмічної траси.

Таким чином, формула для акустичної інверсії сейсмічних даних матиме такий вигляд:

$$I_i = \frac{\left(\sum_{n=1}^N V_n \rho_n \Delta T_n \right) \prod_1^i \frac{1 + R_i}{1 - R_i}}{\Delta t \sum_{i=1}^M \prod_1^i \frac{1 + R_i}{1 - R_i}}. \quad (20.74)$$

20.12. ПРУЖНА ІНВЕРСІЯ

Акустична модель у методах AVO-аналізу має жорсткі обмеження і не допускає наявності обмінних хвиль, оскільки обмежена нульовими кутами падіння хвиль. Водночас її формально можна застосовувати і для поперечних хвиль. У методах акустичної інверсії використовують акустичні імпеданси в розширеному діапазоні частот.

Природно виникає запитання – чи можна застосовувати акустичну інверсію до трас із ненульовими кутами падіння, і відповідно, до обмінних хвиль, які виникають на межах, адже це більш притаманне пружним, а не акустичним моделям. Виявляється, що цілком можливо розширити діапазон кутів падіння сейсмічної хвилі, але при цьому слід уточнити поняття імпедансу для пружної моделі, тобто поняття пружного імпедансу. *Пружний імпеданс* фактично є узагальненням поняття акустичного імпедансу, але для випадку похилого падіння хвилі на сейсмічну межу.

Задачу визначення пружного імпедансу можна сформулювати таким чином: знайти деяку функцію $EI(t)$, яка при підстановці в рівняння акустичного імпедансу (20.45) замість $I(t)$ визначає коефіцієнт відбиття r_θ заданого кута падіння θ сейсмічної хвилі на межу, при цьому $\theta = 0^\circ$.

Для розв'язання поставленої задачі необхідно в рівняння (20.45) замість $I(t)$ підставити $EI(t)$. Одержане таким чином рівняння

$$r(\theta) = \frac{EI(t+dt) - EI(t)}{EI(t+dt) + EI(t)} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} [\ln(EI(t))], \quad (20.75)$$

$$r(t) = r_{\theta=0}(t); \quad (20.76)$$

слід розв'язати відносно $EI(t)$. Намагання формально зберегти вигляд рівняння (20.45) продиктовано збереженням усієї технології інверсії, тому що обернення рівняння і є суттю акустичної інверсії.

Для розв'язування поставленої задачі спочатку зінтегруємо формулу (20.74), тоді одержимо вираз

$$2 \int r(t) dt = \ln [EI(t)]. \quad (20.77)$$

Якщо тепер до лівої частини рівняння (20.77) підставимо трипараметричне розвинення Акі – Річардса (20.19), то одержимо рівняння

$$\begin{aligned} & 2 \int \frac{1}{2} \left[\frac{d}{dt} (\ln V_p) + \frac{d}{dt} (\ln \rho) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\ln V_p) - 4g \frac{d}{dt} (\ln V_s) - 2g \frac{d}{dt} (\ln \rho) \sin^2 \theta + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\ln V_p) \sin^2 \theta \tan^2 \theta \right) dt = \ln [EI(t)], \end{aligned} \quad (20.78)$$

де $g = V_s^2 / V_p^2$.

Після інтегрування (20.78) і потенціювання маємо

$$EI(t) = \rho V_p \left[V_p^{\tan^2 \theta} V_s^{t-8g \sin^2 \theta} \rho^{t-4g \sin^2 \theta} \right]. \quad (20.79)$$

Отримане таким чином співвідношення (20.79) і є узагальненням поняття імпедансу на випадок довільного кута падіння, а функція

$$EI(t) = EI_0(t) \quad (20.80)$$

одержала назву пружного імпедансу аналогічно до акустичного імпедансу.

Легко переконатися, що співвідношення (20.79) при $\theta = 0^\circ$ зводиться до рівності $EI(t) = I_0(t)$. Бачимо таке: якщо взяти глобальну середню величину для піщано-глинистих порід $g = 0.25$, то при $\theta = 90^\circ$ пружний імпеданс дорівнює відношенню $(V_p / V_s)^2$. Беручи до уваги очевидний факт, згідно з яким відношення V_p / V_s однозначно зв'язано з коефіцієнтом Пуассона, стає зрозумілим, що за допомогою $EI(t)$ можна легко визначити коефіцієнт Пуассона.

При цьому не слід забувати, що виконані перетворення носять чисто формальний характер, адже відомо, що при $\theta > 40 - 45^\circ$ апроксимація Акі – Річардса не працює. Крім того, пружний імпеданс $EI(t)$ є формальною величиною і не задовольняє умову розмірності та характеризує деяку уявну величину, яка залежить від кута падіння хвилі на сейсмічну межу і від деякого коефіцієнта

$$K = V_p^{\tan^2 \theta} V_s^{t-8g \sin^2 \theta} \rho^{t-4g \sin^2 \theta} \quad (20.81)$$

тобто

$$EI(t) = KI(t). \quad (20.82)$$

Використання тричленної апроксимації Акі – Річардса при обчисленні $EI_\theta(t)$ означає, якщо знайти $EI_\theta(t)$ для трьох різних кутів θ , то з рівняння (20.82) можна визначити три невідомі параметри V_p, V_s і ρ .

Пружний імпеданс є основою інверсії й калібрування сейсмічних даних для ненульових віддалень, аналогічно тому, як акустичний імпеданс – для нульових віддалень. Синтетичні криві пружного імпедансу можна одержати для будь-якого кута падіння за даними акустичного і гама-гама-щільнісного каротажу. Ці дані розглядаються як значення, що обмежують результати інверсії кутових розрізів розумними величинами вихідних параметрів, так і для прив'язки сейсмічних результатів інверсії до свердловинних даних. Важливою перевагою оцінок пружного імпедансу з кутових розрізів порівняно з даними акустичної інверсії є можливість урахування в процесі інверсії зміни форми імпульсу при віддаленні, що характерно для всіх реальних сейсмічних даних.

20.13. БАГАТОХВИЛЬОВИЙ AVO-АНАЛІЗ

Під багатохвильовим AVO-аналізом розуміють сумісне застосування поздовжніх і поперечних хвиль для вирішення прикладних задач. Аномалії, обумовлені наявністю вуглеводнів, виявляються на результатах застосування поздовжніх і поперечних хвиль неоднаково. Незалежне застосування P - і S -хвиль для ви-

рішення задач AVO-аналізу може суттєво підвищити стійкість пружної інверсії, у результаті чого можна одержати інформативні результати навіть при використанні невеликих відстаней.

Найпростішим випадком багатохвильового AVO-аналізу можна вважати такий, за якого, крім P -хвиль, використовують обмінні PS -хвилі. Ці хвилі реєструють у процесі проведення сейсмічних досліджень на суші, але особливо якісні результати одержують в акваторії моря, якщо використовують дані коси. Апроксимація Акі – Річардса для коефіцієнта відбиття PS -хвилі має вигляд

$$R_{PS}(i, \phi_1) = \frac{\sin i}{2 \cos \phi_1} \left[4 \left(\sin^2 \phi_1 - \frac{1}{2} \cos i \cos \phi_1 \right) \frac{\Delta V_S}{V_S} \right] - \left(\cos 2\phi_1 + \frac{2}{r} \cos i \cos \phi_1 \right) \frac{\Delta \rho}{\rho},$$

$$r = \frac{V_P}{V_S}, \quad (20.83)$$

де i та ϕ_1 – відповідно кути падіння P -хвилі й відбиття PS -хвилі; $\frac{\Delta V_S}{V_S}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ – відповідно відносні зміни швидкості поперечних хвиль і густини верхньої та нижньої товщ сейсмічної межі.

Якщо обмежитися невеликими кутами, тобто взяти $\cos \phi_1 \approx 1$ і $\cos i \approx 1 - 0,5 \sin^2 i$, то з урахуванням закону Снелліуса, можна одержати двочленне рівняння

$$R_{PS} = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{r+2}{r} \right) \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{4}{r} \frac{\Delta V_S}{V_S} \right] \sin i + \frac{1}{r} \left[\left(\frac{r+2}{2r} \right) \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{2\Delta V_S}{V_S} \right) - \frac{1}{4r} \frac{\Delta \rho}{\rho} \right] \sin^2 i, \quad (20.84)$$

де коефіцієнт відбиття є лише функцією кута падіння поздовжньої хвилі на сейсмічну межу.

Неважко переконатися, що перший член цього рівняння (20.84) описує близьку до лінійної частину коефіцієнта відбиття PS -хвилі, яка характерна для малих кутів падіння хвилі.

Для реалізації інверсії PS -даних можна ввести поняття пружного імпедансу поперечних хвиль (SEI). Його можна одержати аналогічно до пружного імпедансу для P -хвиль із формули відбивної можливості PS -хвилі для довільного кута падіння хвилі

$$R_{PS}(-i) = -R_{PS}(i) = \frac{SEI_2(i) - SEI_1(i)}{SEI_2(i) + SEI_1(i)}. \quad (20.85)$$

Оскільки при оцінюванні SEI (для зіставлення з даними акустичного і пружного імпедансу) ми користуємося від'ємними відстанями відносно загальної точки обміну, тому у формулі (20.85) з'являється знак мінус.

Беручи до уваги (20.84) і (20.85), знаходимо безпосередньо величину $SEI(i)$:

$$SEI(i) = V_S^{m(r,i)} \rho^{n(r,i)}, \quad (20.86)$$

$$\text{де } m(r,i) = \frac{4 \sin i}{r} \left[1 - \left(\frac{1}{r} + 0.5 \right) \sin^2 i \right];$$

$$n(r,i) = \left(1 + \frac{2}{r} \right) \sin i \left[1 - \frac{2r+3}{r(r+2)} \sin^2 i \right].$$

При одержанні виразу (20.86) припущено, що усереднене відношення $V_p/V_s = 2$ сусідніх шарів є сталим.

Для випадку $i = 0$ величина $SEI(i = 0)$ дорівнює нулю (немає контрасту імпедансів) через відсутність обміну P -хвилі на S -хвилю.

Для пружної інверсії можна скористатися інверсією комплексу поздовжніх і поперечних хвиль. Якщо скористатися системою рівнянь

$$r_0^{PP} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right), \quad (20.87)$$

$$r_0^{PS} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{2V_s}{V_p} \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right), \quad (20.88)$$

$$r_1^{PS} = - \left[\frac{V_S}{V_P} \left(1 + \frac{2V_S}{V_P} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_S}{V_S} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{V_S}{V_P} \right)^2 \frac{\Delta \rho}{\rho} \right], \quad (20.89)$$

то можна знайти розв'язок оберненої задачі у вигляді

$$\frac{\Delta V_P}{V_P} = 2 \left[r_0^{PP} - \frac{\left(1 + \frac{2V_S}{V_P} \right)}{\left(1 + \frac{V_S}{V_P} \right)} r_0^{PS} - \frac{2}{\left(1 + \frac{V_S}{V_P} \right)^2} r_1^{PS} \right], \quad (20.90)$$

$$\frac{\Delta V_S}{V_S} = - \frac{1 + \frac{2V_S}{V_P}}{\frac{V_S}{V_P} \left(1 + \frac{V_S}{V_P} \right)} r_1^{PS} - \frac{1 + \frac{3V_S}{V_P}}{2 \left(1 + \frac{V_S}{V_P} \right)^2} r_0^{PS}, \quad (20.91)$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{2}{\left(1 + \frac{V_S}{V_P} \right)^2} \left[\left(1 + \frac{2V_S}{V_P} \right) r_0^{PS} + 2r_1^{PS} \right]. \quad (20.92)$$

Для розв'язування оберненої задачі щодо комплексу поздовжніх і поперечних SV -хвиль можна скористатися коефіцієнтами r_0^{PP} , r_1^{PP} , r_0^{SV} , r_1^{SV} . Застосування комплексу поздовжніх і поперечних хвиль забезпечує вищу точність і стійкість розв'язку задачі пружної інверсії сейсмічних даних.

20.14. AVO-АНАЛІЗ УПОРЯДКОВАНОГО ГЕОЛОГІЧНОГО СЕРЕДОВИЩА

Особливості поширення пружних хвиль в упорядкованому геологічному середовищі

Сейсмічні дослідження геоформацій осадових басейнів свідчать про наявність анізотропії швидкостей і поляризації пружних хвиль. Сейсмічна анізотропія відображає суттєву особли-

вість будови геологічного середовища, насамперед наявність у ньому впорядкованості, яка або існує в геологічному середовищі, або індукована зовнішніми причинами: напруженим станом, термопружними напругами, тектонічними силами, техногенними факторами тощо. Наявність упорядкованості в геологічному середовищі виявляється тим, що швидкості пружних хвиль залежать від напрямку їхнього поширення, крім того, суттєво змінюється характер поляризації *S*-хвиль.

Так звана азимутальна поперечна ізотропія характерна для геологічного середовища поперечно-ізотропної симетрії (симетрія геометричної фігури-циліндра з головною віссю нескінченного порядку), в якому головна вісь вертикальна, а площина симетрії горизонтальна і є площиною ізотропії.

Азимутальна анізотропія виявляється у випадку, коли головна вісь симетрії горизонтальна, а площина симетрії – вертикальна, або упорядкованість геологічна має триклинну або ромбічну симетрію.

Коефіцієнт анізотропії сейсмічних хвиль поздовжньої поляризації може сягати 10 %, а хвиль поперечної поляризації – 10...30 %.

Даними регіональних сейсмічних спостережень встановлено явище розщеплення хвиль поперечної поляризації та майже однакова орієнтація векторів поляризації *S*-хвиль перпендикулярно до напрямку мінімальних діючих напруг стискання.

Пояснення цим явищам слід шукати серед факторів, які зумовлюють сейсмічну анізотропію в земній корі, найважливішими з яких є такі:

- 1) кристалографічна орієнтація зерен мінералів гірських порід в умовах дії напруг і температури (орієнтацію обумовлено пластичністю, плинністю та перекристалізацією);

- 2) літологічні фактори (літологічна анізотропія), яка обумовлена текстурно-структурними особливостями гірських порід: просторовою орієнтацією (розташуванням) зерен мінералів певної форми, уламків і кристалізаційною смугастістю;

- 3) анізотропія, викликана орієнтацією мікротріщин гірських порід, сланцюватістю, кліважем;

- 4) анізотропія, викликана літологічною шаруватістю осадових формацій, їхньою упорядкованою тектонічною тріщинуватістю;

5) анізотропія, індукована діючим напружено-деформованим станом і діючим геодинамічним флюїдним режимом. Ця напруга називається екстенсивною анізотропією дилатансії.

Для анізотропії осадових геотропіцій уведено поняття *квазі-анізотропії*, яка виявляється при сейсмічних спостереженнях, коли довжина сейсмічних хвиль значно більша за потужність шарів і відстань між сусідніми тріщинами.

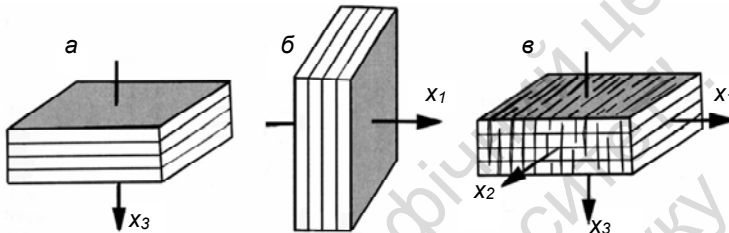


Рис. 20.15. Моделі типів анізотропних середовищ, які застосовують у сейсморозвідці:

- a* – вертикальна поперечно-ізоотропна модель (ВПІ);
- б* – горизонтальна поперечно-ізоотропна модель (ГПІ);
- в* – ортоотропна модель (стрілками позначено напрямки координаційних осей, уздовж яких орієнтовані осі симетрії моделей)

Квазіанізотропію осадових геотропіцій відносять до класу поперечно-ізоотропної симетрії (або трансверсально-ізоотропної). Площина ізоотропії в них розташована паралельно плоскопаралельній шаруватості або тріщинуватості.

Різні моделі поперечно-ізоотропного впорядкованого геологічного середовища зображено на рис. 20.15, *a*. Якщо головна вісь симетрії направлена вертикально, то таке середовище називається вертикальним поперечно-ізоотропним середовищем (ВПІ). У випадку горизонтальної орієнтації головної осі симетрії середовище називають горизонтальним поперечно-ізоотропним середовищем (ГПІ), яке показано на рис. 20.15, *б*. Геологічне впорядковане середовище, яке являє собою вертикальне поперечно-ізоотропне середовище (горизонтально-шарувату товщу), котре пронизано системою вертикальних тріщин (горизонтальне поперечно-ізоотропне середовище), відповідно до принципу супер-

позиції елементів груп симетрії матиме ромбічну симетрію. Таке середовище називають ортотропним середовищем.

Поширення плоских монохроматичних гармонійних пружних хвиль в однорідному анізотропному (або квазіанізотропному) середовищі описують рівнянням Гріна – Крістоффеля

$$(\Gamma_{il} - \rho v^2 \delta_{il}) U_l = 0, \quad (20.93)$$

де $\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$ – тензор Крістоффеля; C_{ijkl} – тензор пружних сталей анізотропного середовища; n_j – компонента вектора хвильової нормалі; U_l – компонента вектора пружних зміщень; ρ, v – густина і фазова швидкість хвилі; δ_{il} – символ Кронекера.

Рівняння (20.93) має єдиний розв'язок, якщо детермінат, складений із коефіцієнтів при U_l , дорівнює нулю

$$(\Gamma_{il} - \rho v^2 \delta_{il}) = 0. \quad (20.94)$$

Рівняння (20.94) є кубічним рівнянням, яке має три дійсні корені. Ці корені для заданого напрямку хвильової нормалі є власними значеннями тензора Крістоффеля: $(\rho v^2)'$, $(\rho v^2)''$, $(\rho v^2)'''$. Після послідовної підстановки власних значень у рівняння (20.93) знаходимо їхні власні вектори \vec{U}' , \vec{U}'' , \vec{U}''' .

Власні вектори взаємно ортогональні й свідчать про те, що в анізотропному пружному середовищі існують лише три дозволені (власні) напрямки пружних зміщень хвиль. Таким чином, із розв'язку рівняння Гріна – Крістоффеля випливає, що в будь-якому напрямку хвильової нормалі анізотропного середовища розповсюджуються три фазові швидкості, які мають взаємно ортогональні вектори пружних зміщень: 1) квазіпоздовжня V_1 , вектор пружних зміщень якої утворює найменший кут із вектором хвильової нормалі, а її фазова швидкість є найбільшою; 2) повільна квазіпоперечна V_3 , фазова швидкість якої найменша, а її вектор зміщень перпендикулярний до вектора пружних зміщень квазіпоздовжньої хвилі; 3) швидка квазіпоперечна V_2 , фазова швидкість якої має проміжне значення, а її вектор пруж-

них зміщень ортогональній площині, в якій містяться квазіпоздовжня і повільна квазіпоперечна хвилі.

Вектор пружних зміщень жодної з означених вище хвиль не колінеарний вектору хвильової нормалі, тому їх називають *квазіхвилями*. Це ϵ фундаментальною ознакою хвиль, які поширюються в анізотропному середовищі.

Вектор променевої швидкості пружних хвиль $\vec{V}^{(e)}$ можна визначити за формулою

$$V_j^{(e)} = C_{ijkl} \frac{u_i n_k u_l}{\rho v}. \quad (20.95)$$

Тоді легко переконатися в такому: якщо вектор променевої швидкості скалярно помножити на вектор хвильової нормалі

$$V_j^{(e)} n_j = v, \quad (20.96)$$

то проекція вектора променевої швидкості на хвильову нормаль ϵ фазовою швидкістю. Таким чином, в анізотропному середовищі фазова і променева швидкості неоднакові.

При поширенні пружних хвиль в ізотропному середовищі для будь-якого напрямку хвильової нормалі характерні такі закономірності:

1) одна із трьох ізонормальних хвиль завжди ϵ чистою поздовжньою хвилею, вектор пружних зміщень якої колінеарний вектору хвильової нормалі;

2) уздовж будь-якого напрямку хвильової нормалі поширюються чисті поперечні хвилі з однаковими фазовими швидкостями;

3) із трійки взаємно ортогональних векторів пружних зміщень обов'язково два вектори пружних зміщень поперечних хвиль ортогональні й до вектора хвильової нормалі;

4) вектор променевої швидкості поздовжньої хвилі колінеарний вектору хвильової нормалі, а вектори променевої швидкості поперечної хвилі ортогональні до вектора хвильової нормалі;

5) уздовж кожної хвильової нормалі променеві, групові й фазові швидкості поширюються з однаковими швидкостями.

У загальному випадку всі означені закономірності в анізотропному середовищі можуть не виконуватися.

Симетрія геологічного середовища накладає жорсткі обмеження на кількість незалежних пружних сталей C_{mn} , зокрема у випадку поперечно-ізотропного середовища їх виявляється лише п'ять:

$$C_{mn} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & & & & C_{55} & 0 \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix}, \quad (20.97)$$

де $C_{66} = \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$.

У цьому випадку розв'язок рівняння Гріна – Крістоффеля можна одержати в аналітичній формі

$$2\rho V_i^2 = C_{44} + C_{11} \sin^2 \theta + C_{33} \cos^2 \theta \pm \left\{ \left[(C_{11} - C_{44}) \sin^2 \theta + (C_{44} - C_{33}) \cos^2 \theta \right]^2 + (C_{13} - C_{44})^2 \sin^2 2\theta \right\}^{1/2} \quad (20.98)$$

$$\rho V_3^2 = C_{66} \sin^2 \theta + C_{44} \cos^2 \theta, \quad (20.99)$$

де V_3 – поперечна хвиля, вектор поляризації якої перпендикулярний до площини, яка проходить паралельно головній осі симетрії (цю хвилю в сейморозвідці позначають $V_{SH} = V_3$); V_1, V_2 – квазіпоздовжня і квазіпоперечна хвилі, вектори поляризації яких перебувають у площині, яка паралельна головній осі симетрії (хвилю V_2 у сейморозвідці позначають V_{SV}).

У випадку слабкої сейсмічної анізотропії (менше 5 %) для фазових швидкостей використовують наближення Томпсона

$$V_{qP}(\theta) \approx \alpha_0 \left[1 + \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right], \quad (20.100)$$

$$V_{SV}(\theta) \approx \beta_0 \left[1 + \frac{\alpha(\varepsilon - \delta) \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\beta^2} \right], \quad (20.101)$$

$$V_{SV}(\theta) \approx \beta_0 (1 + \gamma \sin^2 \theta). \quad (20.102)$$

Променеву швидкість $\vec{V}^{(l)}$, у поперечно-ізоотропному середовищі можна подати в параметричній формі через фазові швидкості

$$\vec{V}^{(l)}(\theta) = \left[V_j^2(\theta) + \left(\frac{dV_j}{d\theta} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (20.103)$$

$$\Psi_j(\theta) = \theta + \arctan \left(\frac{d \ln V_j}{d\theta} \right), \quad (20.104)$$

де θ – кут між хвильовою нормаллю і головною віссю симетрії; $\Psi(\theta)$ – кут між променем і головною віссю симетрії.

В явній формі для апроксимації Томпсона співвідношення (20.94) можна записати в явній формі

$$\tan \Psi_p = \tan \theta_p \left[1 + 2\delta + 4(\varepsilon - \delta) \sin^2 \theta_p \right], \quad (20.105)$$

$$\tan \Psi_{SV} = \tan \theta_{SV} \left[1 + 2 \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right)^2 (\varepsilon - \delta) (1 - 2 \sin^2 \theta_{SV}) \right], \quad (20.106)$$

$$\tan \Psi_{SH} = \tan \theta_{SH} (1 + 2\gamma), \quad (20.107)$$

де $\theta_p, \theta_{SV}, \theta_{SH}$ – фазові кути квазіпоздовжніх, квазіпоперечних SV і поперечних SH хвиль; $\Psi_p, \Psi_{SV}, \Psi_{SH}$ – променеві кути для цих самих хвиль.

Для апроксимації Томпсона вираз для променевої швидкості (20.103) можна записати, скориставшись його розвиненням у зрізаний ряд Фур'є

$$\left[V^2(\Psi) \right]^{-2} = a_0 + a_1 \sin^2 \Psi + a_2 \sin^4 \Psi, \quad (20.108)$$

де коефіцієнти розвинення Фур'є для різних типів хвиль мають такий вигляд:

$$\text{для } V_{qf}: a_0 = a_0^{-2}; a_1 = -28a_0^{-2}; a_2 = 2(\delta - \varepsilon)a_0^{-2}; \quad (20.109)$$

для SV: $a_0 = \beta_0^{-2}; a_1 = -2\alpha_0^{-2} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right)^2 (\delta - \epsilon); a_2 = -2\beta_0^{-2} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right)^2 (\delta - \epsilon);$ (20.110)

для SH: $a_0 = \beta_0^{-2}; a_1 = -2\gamma\beta_0^{-2}; a_2 = 0.$ (20.111)

Якщо головна вісь симетрії поперечно-ізотропного геологічного середовища горизонтальна, то коефіцієнти розвинення Фур'є a_0, a_1, a_2 променевої швидкості визначаються із співвідношень: для квазіпоздовжньої хвилі:

$$a_0 = \alpha_0^{-2} (1 - 2\epsilon); a_1 = -2\alpha_0^{-2} (2\epsilon - \delta) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2); a_2 = -2\alpha_0^{-2} (\delta - \epsilon) \cos^4(\varphi_1 - \varphi_2)$$
 (20.112)

для квазіпоперечної хвилі SV:

$$a_0 = \beta_0^{-2}; a_1 = -2\beta_0^{-2} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right)^2 (\delta - \epsilon) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2); a_2 = -2\beta_0^{-2} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right)^2 (\delta - \epsilon) \cos^4(\varphi_1 - \varphi_2)$$
 (20.113)

для поперечної хвилі SH:

$$a_0 = \beta_0^{-2} (1 - 2\gamma); a_1 = -2\beta_0^{-2} \gamma \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2); a_2 = 0,$$
 (20.114)

де φ_1 – кут між горизонтальною віссю X і напрямком сейсмічного профілю; φ_2 – кут між головною віссю симетрії та віссю X .

20.15. ЗАДАЧА ВІДБИТТЯ-ЗАЛОМЛЕННЯ ХВИЛЬ НА МЕЖІ ДВОХ АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ

У задачах на відбиття і заломлення плоских хвиль на межі, яка розділяє два анізотропні півпростори, основні труднощі логічного характеру виникають при постановці задачі. При цьому вважатимемо, що при відбитті-заломленні плоскої хвилі на плоскій межі збурюються плоскі відбиті й заломлені хвилі, а також виконується умова випромінювання. Згідно з цією умовою під падаючою хвилею розуміють плоску хвилю, вектор променевої

швидкості якої направлений на межу двох анізотропних півпросторів. Під відбитою і заломленою хвилями розуміють плоскі хвилі, які поширюються від межі, тобто хвилі, променеві вектори яких направлені від відбивної межі.

При поширенні монохроматичної плоскої пружної хвилі з певною поляризацією через межу поділу двох анізотропних середовищ у загальному випадку виникають три хвилі на кожному боці цієї межі. Наприклад, падаюча квазіпоздовжня хвиля може породжувати як у першому анізотропному середовищі квазіпоздовжню і квазіпоперечну ("швидку" і "повільну") відбиті хвилі, так і в другому середовищі – також квазіпоздовжню і квазіпоперечну ("швидку" і "повільну") заломлені хвилі.

Якщо два анізотропні середовища жорстко зв'язані між собою межевою плоскою поверхнею, то межові умови зводяться до:

- 1) неперервності векторів переміщень u_i на межі;
- 2) неперервності механічних напруг F_i у кожній точці межевої поверхні.

Рівняння плоскої межевої поверхні з нормаллю $\vec{q} [q_1, q_2, q_3]$ і з початком системи координат на межі поділу має вигляд

$$q_i r_i = 0, \quad (20.115)$$

де r_i – компоненти радіуса-вектора будь-якої точки межевої поверхні.

Згідно з межовими умовами, у кожній точці межевої поверхні в будь-який момент часу виконуються співвідношення

$$u_i^P + \sum_R u_i^R = \sum_T u_i^T, \quad (20.116),$$

$$\sigma_{ji}^P + \sum_R \sigma_{ij}^R = \sum_T \sigma_{ij}^T, \quad (20.117)$$

де індекси P, R, T позначають відповідно падаючі, відбиті й заломлені хвилі.

Для плоских монохроматичних гармонійних хвиль

$$u_i = u_i^0 e^{i\phi} = u_i^0 e^{i\omega(\vec{m}\vec{r}-t)}, \quad (20.118),$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} m_k U_l^0 e^{i\omega(\vec{m}\vec{r}-t)}, \quad (20.119)$$

де $u_i = u_i^0 e^{i\phi} = u_i^0 e^{i\omega(\vec{m}\vec{r}-t)}$,
 $\sigma_{ij} = C_{ijkl} m_k U_l^0 e^{i\omega(\vec{m}\vec{r}-t)}$,

Вираз (20.118) можна записати компактно

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 e^{i\phi}, \quad (20.120)$$

де $\sigma_{ij}^0 = i\omega C_{ijkl} m_k U_l^0$. (20.121)

У результаті межові умови (20.116) і (20.117) з урахуванням (20.118)–(20.121) набувають вигляду

$$u_i^{(P)} e^{i\phi^{(P)}} + \sum_R u_i^{(R)} e^{i\phi^{(R)}} = \sum_T u_i^T e^{i\phi^{(T)}}, \quad (20.122)$$

$$\sigma_{ji}^{(P)} e^{i\phi^P} + \sum_R \sigma_{ji}^{(R)} e^{i\phi^R} = \sum_T \sigma_{ji}^{(T)} e^{i\phi^T}. \quad (20.123)$$

Оскільки вирази при фазових множниках $e^{i\phi^P}$, $e^{i\phi^R}$, $e^{i\phi^T}$ не залежать від координат і часу, то рівняння (20.122) і (20.118) являють собою лінійні співвідношення між експоненціальними функціями, які мають тотожно задовольнятися в будь-який момент часу і в усіх точках межової поверхні. Відомо, що експоненціальні функції з різними показниками є лінійно незалежними, тому рівняння (20.122) і (20.123) можуть задовольнятися лише за умови

$$\phi^P = \phi^R = \phi^T \quad (20.124)$$

або $\omega^P (\vec{m}^P \vec{r} - t) = \omega^R (\vec{m}^R \vec{r} - t) = \omega^T (\vec{m}^T \vec{r} - t)$.

Вираз (20.124) справедливий за будь-якого t , це означає, що

$$\omega^P = \omega^R = \omega^T. \quad (20.125)$$

Таким чином, при відбитті й заломленні частота хвилі не змінюється.

Тоді з рівняння (20.124) випливає

$$\vec{m}^P \vec{r} = \vec{m}^R \vec{r} = \vec{m}^T \vec{r}. \quad (20.126)$$

Беручи до уваги, що

$$\vec{q}\vec{r} = 0,$$

співвідношення (20.126) можна переписати так:

$$(\vec{m}^R - \vec{m}^P)\vec{r} = 0, \quad (\vec{m}^T - \vec{m}^P)\vec{r} = 0, \quad (20.127)$$

з яких випливає, що будь-який радіус-вектор, перпендикулярний до вектора \vec{q} , має бути перпендикулярний і до різниці будь-яких векторів рефракції, що входять до співвідношення (20.118)–(20.121).

Зауважимо, що різниці векторів рефракції паралельні вектору \vec{q} :

$$\begin{aligned} &(\vec{m}^R - \vec{m}^P) \parallel (\vec{m}^T - \vec{m}^P) \parallel \\ &\parallel (\vec{m}^R - \vec{m}^T) \parallel \vec{q}, \end{aligned} \quad (20.128)$$

$$\begin{aligned} [(\vec{m}^R - \vec{m}^P) \times \vec{q}] &= [(\vec{m}^T - \vec{m}^P) \times \vec{q}] \\ &= [(\vec{m}^R - \vec{m}^T) \times \vec{q}] = 0, \end{aligned} \quad (20.129)$$

Це приводить до рівності

$$[\vec{m}^R \times \vec{q}] = [\vec{m}^P \times \vec{q}] = [\vec{m}^T \times \vec{q}]. \quad (20.130)$$

Рівняння (20.130) виражає загальний закон відбиття і заломлення плоских пружних хвиль на межі будь-яких двох середовищ у коваріантній векторній формі.

Із формули (20.130) випливає, що за наявності на межі двох середовищ декількох плоских хвиль векторні добутки векторів рефракції всіх цих хвиль на вектор нормалі до поверхні межі мають дорівнювати один одному.

Позначимо \vec{a} вектор, який дорівнює будь-якому векторному добутку

$$\vec{a} = [\vec{m}^R \times \vec{q}] = [\vec{m}^P \times \vec{q}] = [\vec{m}^T \times \vec{q}], \quad (20.131)$$

тоді всі вектори $\vec{q}, \vec{m}^R, \vec{m}^P, \vec{m}^T$ будуть перпендикулярні до вектора \vec{a} . А це можливо в тому випадку, коли вони лежать в одній площині, яка називається *площиною падіння* і рівняння якої має вигляд

$$\vec{a} \vec{r} = 0. \quad (20.132)$$

Порівнюючи між собою абсолютні значення векторних добутків (20.130) $|m||q| \sin \psi$, $(|\vec{m}| = \frac{1}{v})$, $|\vec{q}| = 1$; маємо

$$|\vec{m}^P||q| \sin \psi^P = |\vec{m}^R||q| \sin \psi^R = |\vec{m}^T||q| \sin \psi^T \quad (20.133)$$

або

$$\frac{\sin \psi^P}{v_1} = \frac{\sin \psi^R}{v_1} = \frac{\sin \psi^T}{v_1}, \quad (20.134)$$

де ψ^P, ψ^R, ψ^T – кути, які утворюють вектори рефракції відповідно до хвилі з нормаллю ($\cos \psi = \vec{n} \cdot \vec{q}$). Як видно, синуси цих кутів пропорційні відповідним фазовим швидкостям.

Домножимо співвідношення (20.131) векторно на \vec{q}

$$[\vec{q} \times \vec{a}] = \vec{b}, \quad (20.135)$$

тобто \vec{b} – це проекція вектора рефракції на межу поділу. Уведемо величину

$$\xi = \vec{m} \cdot \vec{q}, \quad (20.136)$$

яка є проекцією вектора рефракції на нормаль до поверхні поділу.

Таким чином, для всіх хвиль, які існують на межі двох середовищ, проекції їхніх векторів рефракції на межову поверхню (\vec{b}) мають дорівнювати одна одній. Вектори рефракції відрізняються один від одного лише проекціями на нормаль до поверхні поділу (рис. 20.16).

Отже, якщо через кінець вектора \vec{b} провести пряму, паралельну вектору \vec{q} , то кінці векторів \vec{m} , якщо їх відкладати від однієї точки, лежатимуть на цій прямій. Це є спосіб побудови площини падіння, яка визначається векторами \vec{q} і \vec{b} .

Таким чином, коли відомі поверхні рефракції двох анізотропних середовищ, то після побудови векторів \vec{q} і \vec{b} необхідно через кінець вектора \vec{b} провести пряму AB , паралельну \vec{q} і знайти кінці векторів \vec{m} як точку її перетину з усіма порожнінами поверхні рефракції в першому і другому середовищі.

Аналітичне розв'язання задачі відбувається за допомогою рівняння поверхні рефракції анізотропного середовища

$$|\Lambda^m - 1| = 0, \quad (20.137)$$

де $\Lambda^m = \frac{1}{v^2} \Lambda^n$ (тут $\Lambda^n = C_{ijkl} n_j n_k / \rho$),

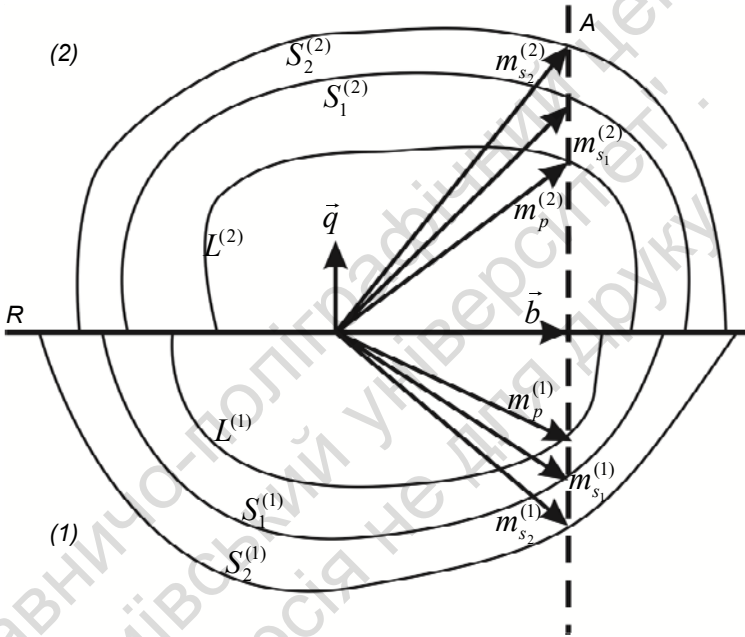


Рис. 20.16. Поверхні рефракції основних типів хвиль 1-го і 2-го анізотропних середовищ:

$L^{(1)}, L^{(2)}$ – поверхні рефракції поздовжньої поляризації;

$S_1^{(1)}, S_1^{(2)}$ – поверхні рефракції "повільної" хвилі поперечної поляризації;

$S_2^{(1)}, S_2^{(2)}$ – поверхні рефракції "швидкої" хвилі поперечної поляризації

підстановкою загального виразу для вектора рефракції

$$\vec{m} = \vec{b} + \xi \vec{q}, \quad (20.138)$$

де ξ – невизначений параметр; \vec{q} і \vec{b} – задані рівняння поверхні рефракції, які можна записати в розгорнутому вигляді

$$|\Lambda^m| - \bar{\Lambda}_c^m + \Lambda_c^m - 1 = 0, \quad (20.139)$$

$$|\Lambda^m| = \frac{1}{6} \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmn} \Lambda_{il}^m \Lambda_{jm}^m \Lambda_{kn}^m;$$

де $\bar{\Lambda}_c = \frac{1}{2} (\Lambda_{ii}^m \Lambda_{jj}^m - \Lambda_{ij} \Lambda_{ji});$

$$\Lambda_c^m = \Lambda_{ii}$$

Рівняння (20.139) є рівнянням шостого степеня відносно компонент вектора рефракції \vec{m} .

Якщо всі шість коренів є дійсними, то це означає, що пряма AB перетинає всі порожнини поверхні рефракції над (під) площиною межі. Для точок, які лежать над межею, $\xi < 0$; для точок під межею – $\xi > 0$ (рис. 20.16).

Вочевидь, тоді для векторів, що поширюються в першому середовищі, треба взяти три від'ємні корені, а для другого – три додатні корені.

Якщо виконуються ці умови, то при заданому векторі \vec{b} в загальному випадку із межових умов впливає можливість наявності поблизу межі шести різних плоских хвиль – трьох у першому середовищі й трьох у другому. Звертаємо увагу на умову, якщо задано вектор \vec{b} . Наявність межі спричиняє виникнення, крім падаючої, ще й відбитих і заломлених хвиль.

Суть задачі відбиття-заломлення зводиться до знаходження напрямків поширення, швидкостей (векторів рефракції) та векторних амплітуд відбитих і заломлених хвиль.

Падаюча хвиля біля межі, як і всі хвилі взагалі, має задовольняти загальні межові умови. Тому її вектор рефракції \vec{m}_0 має бути представлений у формі (20.138).

Якщо відомий вектор рефракції падаючої хвилі \vec{m}_0 , то маємо

$$\vec{a} = [\vec{m}_0 \times \vec{q}], \quad (20.140)$$

$$\vec{b} = [\vec{q} \times [\vec{m}_0 \times \vec{q}]]. \quad (20.141)$$

Таким чином, визначаємо орієнтацію площини падіння (\vec{a}) і вектор \vec{b} . Тоді з розв'язку системи рівнянь

$$|\Lambda^m - 1| = 0, \quad (20.142)$$

$$\vec{m} = \vec{b} + \xi \vec{q}. \quad (20.143)$$

знаходимо вектори рефракції шести хвиль: трьох відбитих і трьох заломлених. Далі можемо одержати швидкості й напрямки поширення відбитих і заломлених хвиль.

Для визначення амплітуд усіх типів хвиль використаємо рівняння Крістоффеля в такій формі:

$$(\Lambda_{ii}^m - \delta_{ii})U_i = 0, \quad (20.144)$$

Оскільки вектор рефракції задовольняє рівняння (20.142), то розв'язок рівняння (20.121) можна подати в такому вигляді:

$$(\vec{U} \times \vec{U})_{sk} = \frac{1}{2} A \varepsilon_{ijs} \varepsilon_{emn} (\Lambda_{is}^m - 1)(\Lambda_{jn} - 1), \quad (20.145)$$

де ε_{ijs} – тензор Леві – Чівіта; A – довільна стала.

Якщо домножити вираз (20.145) на довільний вектор \vec{p} ($\vec{U} \times \vec{p} \neq 0$), то одержимо

$$\vec{U}_i = A \varepsilon_{ijs} \varepsilon_{emn} (\Lambda_{is}^m - 1)(\Lambda_{jn} - 1) p_n. \quad (20.146)$$

Таким чином, якщо відомі вектори рефракції, то можна знайти вектори пружних зміщень усіх шести відбитих і заломлених хвиль із точністю до невизначених скалярних множників A . Для одержання A слід підставити вираз (20.146) у межові умови

$$\vec{U}_0 + \vec{U}_1 + \vec{U}_2 + \vec{U}'_0 + \vec{U}'_1 + \vec{U}'_2 - (\vec{U}''_0 + \vec{U}''_1 + \vec{U}''_2) = 0, \quad (20.147)$$

$$\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma'_0 + \sigma'_1 + \sigma'_2 - (\sigma''_0 + \sigma''_1 + \sigma''_2) = 0, \quad (20.148)$$

де $(\vec{U}_0 + \vec{U}_1 + \vec{U}_2)$, $(\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2)$ – векторні амплітуди зміщень і тензорні амплітуди напруг для падаючих хвиль: квазіпоздовж-

ньою й квазіпоперечних відповідно. Тут одним і двома штрихами позначено відбиті та заломлені хвилі. У результаті одержимо шість лінійних рівнянь, у які поряд із знайденими величинами векторів пружних зміщень входитимуть і шість невідомих коефіцієнтів $(A'_0, A'_1, A'_2, A''_0, A''_1, A''_2)$. Розв'язавши ці рівняння відносно довільної сталої A , знайдемо всі параметри відбитих і заломлених хвиль.

20.15. КОЕФІЦІЄНТИ ВІДБИТТЯ І ЗАЛОМЛЕННЯ ХВИЛЬ НА МЕЖІ ДВОХ ПОПЕРЕЧНО-ІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ ІЗ ВЕРТИКАЛЬНОЮ ВІССЮ СИМЕТРІЇ

До задачі визначення коефіцієнтів відбиття і заломлення хвиль на межі двох поперечно-ізотропних середовищ з вертикальною віссю симетрії введено певні спрощення, оскільки за будь-якого напрямку хвильової нормалі рівняння Гріна – Крістоффеля розпадається на лінійне і квадратне рівняння.

Це суттєво полегшує визначення напрямків поширення хвиль та їхніх швидкостей, тобто компонент векторів рефракції, якщо ці величини задано для падаючої хвилі. Для компонент вектора рефракції можна одержати рівняння

$$\begin{vmatrix} (A_{11}m_1^2 + A_{33}m_3^2 - 1) & 0 & (A_{13} - A_{44})m_1m_3 \\ 0 & (A_{66}m_1^2 + A_{44}m_3^2 - 1) & 0 \\ (A_{13} - A_{44})m_1m_3 & 0 & (A_{44}m_1^2 + A_{33}m_3^2 - 1) \end{vmatrix}, \quad (20.149)$$

де $A_{mn} = \frac{C_{mn}}{\rho}$; (тут C_{mn} – пружні сталі; ρ – густина поперечно-ізотропного середовища).

Для визначення $\xi = m_3$ з рівняння (20.149) знаходимо компоненти векторів рефракції для квазіпоздовжньої (V_{qP}) і квазіпоперечної хвилі (V_{SV}).

Для поздовжньої хвилі

$$m'_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(k_1 - \sqrt{k_1^2 - 4k_2k_3})^{\frac{1}{2}}, \quad (20.150)$$

для поперечної хвилі

$$m''_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(k_1 + \sqrt{k_1^2 - 4k_2k_3})^{\frac{1}{2}}, \quad (20.151)$$

де $k_1 = \frac{1}{A_{33}} + \frac{1}{A_{44}} - 2\left\{\frac{A_{11}}{A_{44}} + \frac{A_{44}}{A_{33}} - \frac{(A_{13} + A_{44})^2}{A_{33}A_{44}}\right\}m_1^2$,

$$k_2 = \frac{A_{11}}{A_{33}}m_1^2 - \frac{1}{A_{44}}.$$

Числові розрахунки фазових швидкостей квазіпоздовжніх і квазіпоперечних хвиль виконаємо за формулою

$$2\rho V_{qP,SV}^2 = \Gamma_{11} + \Gamma_{33} \pm \sqrt{(\Gamma_{11} + \Gamma_{33})^2 + \Gamma_{13}^2}, \quad (20.152)$$

де $\Gamma_{11} = C_{11}n_1^2 + C_{44}n_3^2$, $\Gamma_{33} = C_{44}n_1^2 + C_{33}n_3^2$,

$$\Gamma_{13} = (C_{13} + C_{44})n_1n_3,$$

Якщо взяти для падаючої квазіпоздовжньої хвилі $\theta_0 = \theta_1$ і $x = \sin \theta_1$, то за законом Снелліуса

$$\frac{\sin \theta_0}{V_0} = \frac{\sin \theta_v}{V_v}, \quad v=1,2,3,4, \quad (20.153)$$

де V_0 – падаюча квазіпоздовжня хвиля; V_1 – відбита квазіпоздовжня хвиля; V_2 – заломлена квазіпоздовжня хвиля; V_3 – відбита квазіпоперечна хвиля; V_4 – заломлена квазіпоперечна хвиля, із них можна одержати такі співвідношення:

$$\frac{V_1}{V_2} = n, \quad \frac{V_4}{V_2} = k_2, \quad \frac{V_3}{V_1} = k_1, \quad (20.154)$$

$$\cos \theta_1 = P = (1 - x^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (20.155)$$

$$\cos \theta_2 = Q = (1 - k_1^2 x^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (20.156)$$

$$\cos \theta_3 = S = \left(1 - \frac{x^2}{n^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (20.157)$$

$$\cos \theta_4 = R = \left(1 - \frac{k^2 x^2}{n^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (20.158)$$

$$C^{(v)}_{55} = \begin{cases} \beta_1, & v=1,2,3,4, \\ \beta_2, & \end{cases} \quad (20.159)$$

$$e_3 C^{(3)}_{33} - m_3 C^{(3)}_{13} = \delta_1 \quad (20.160)$$

$$e_4 C^{(4)}_{33} - m_4 C^{(4)}_{13} = \delta_2 \quad (20.161)$$

$$\frac{V_1}{V_3} \frac{1}{(e_1 + m_1)} \{m_3 + \cos^2 \theta_3 - e_3 \sin^2 \theta_3\} = \omega_1, \quad (20.162)$$

$$\frac{V_1}{V_4} \frac{1}{(e_1 + m_1)} \{m_4 + \cos^2 \theta_4 - e_4 \sin^2 \theta_4\} = \omega_2, \quad (20.163)$$

$$e_1 C^{(1)}_{13} + (m_1 C^{(1)}_{33} - e_1 C^{(1)}_{13}) \cos^2 \theta_1 = \varphi_1, \quad (20.164)$$

$$\frac{V_1}{V_2} \{e_2 C^{(2)}_{13} + (m_2 C^{(2)}_{33} - e_2 C^{(2)}_{13}) \cos^2 \theta_4 = \varphi_2, \quad (20.165)$$

$$\frac{e_2 + m_1}{e_1 + m_1} = l, \quad (20.166)$$

$$l_v = \left\{ \frac{\left[(Q^{(v)} - A^{(v)}_{33} + A^{(v)}_{44}) / \sin^2 \theta_v \right] + \left[A^{(v)}_{11} + A^{(v)}_{33} - 2A^{(v)}_{44} \right]}{2Q^{(v)}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (20.167)$$

$$m_v = \left\{ \frac{\left[(Q^{(v)} - A^{(v)}_{11} + A^{(v)}_{44}) / \cos^2 \theta_v \right] + \left[A^{(v)}_{11} + A^{(v)}_{33} - 2A^{(v)}_{44} \right]}{2Q^{(v)}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (20.168)$$

$$Q^{(v)} = \left\{ (A^{(v)}_{33} - A^{(v)}_{44})^2 + 2A^{(v)}_1 \sin \theta_v + A^{(v)}_2 \sin^2 \theta_v \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (20.169)$$

$$A_1^{(v)} = 2(A^{(v)}_{13} + A^{(v)}_{44})^2 - (A_{33}^{(v)} - A_{55}^{(v)})(A_{11}^{(v)} + A_{33}^{(v)} - 2A_{44}^{(v)}), \quad (20.170)$$

$$A_2^{(v)} = (A^{(v)}_{(11)} + A^{(v)}_{(33)} - 2A^{(v)}_{44})^2 - 4(A_{13}^{(v)} + A_{13}^{(v)})^2 \quad (20.171)$$

Формули для коефіцієнтів відбиття і заломлення квазіпоздовжньої хвилі, які одержали П. Дейлі, Ф. Хрон 1977 р., мають такий вигляд:

$$R_{11} = (-E_1 + E_2 + E_3 + E_4 - E_5 - E_6) / D, \quad (20.172)$$

$$R_{12} = (E_7 + E_8) / D, \quad (20.173)$$

$$R_{13} = (E_9 + E_{10}) / D, \quad (20.174)$$

$$R_{14} = (E_{11} + E_{12}) / D, \quad (20.175)$$

$$D = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6, \quad (20.176)$$

$$\text{де } E_1 = T_1 T_2 x^2,$$

$$E_2 = T_3 T_4 P Q,$$

$$E_3 = T_5 T_6 P R,$$

$$E_4 = T_7 T_8 x^2 P Q R S,$$

$$E_5 = T_9 T_{10} Q S,$$

$$E_6 = T_{11} T_{12} R S,$$

$$E_7 = 2 T_5 T_{11} P R,$$

$$E_8 = 2 T_2 T_{16} P Q,$$

$$E_9 = -2 x T_7 T_{11} P R S,$$

$$E_{10} = -2 x T_1 T_3 P,$$

$$E_{11} = -2 x T_7 T_{10} P Q S,$$

$$E_{12} = 2 x T_1 T_5 P,$$

$$T_1 = \varphi_2 - \frac{\varphi_1 e_2}{n e_1}, \quad T_2 = \beta_2 \omega_2 k_2 \frac{e_3}{m_1} - \beta_1 \frac{\omega_1 k_2 e_4}{n m_1},$$

$$T_3 = \beta_2 \omega_2 + \beta_1 \frac{k_2 x^2 e_4}{n m_1}, \quad T_4 = \varphi_2 \frac{m_3}{e_1} + \frac{\delta_1 x^2 e^2}{n e_1},$$

$$T_5 = \beta_1 (\omega_1 + k_1 x^2) \frac{e_4}{m_1}, \quad T_6 = \varphi_2 \frac{m_4}{e_1} + \frac{\delta_2 x^2 e^2}{n e_1},$$

$$T_7 = \beta_2 e - \beta_1 \frac{m_2}{m_1}, \quad T_8 = \delta_2 \frac{m_3}{e_1} - \delta_1 \frac{m_4}{e_1},$$

$$T_9 = \beta_2 \left(\omega \frac{m_2}{m_1} + \frac{k_2 x^2 e e_4}{n m_1} \right), \quad T_{10} = \varphi_2 \frac{m_3}{e_1} + \delta_1 x^2,$$

$$T_{11} = \varphi_1 \frac{m_4}{e_1} + \delta_2 x^2, \quad T_{12} = \beta_2 \left(\frac{k_1 x^2 e e_3}{m_1} + \frac{\beta_2 \omega_1 m_2}{m_1} \right),$$

R_{11} – коефіцієнт відбитої квазіпоздовжньої хвилі; R_{12} – коефіцієнт заломленої квазіпоздовжньої хвилі; R_{13} – коефіцієнт відбиття квазіпоздовжньої SV -хвилі; R_{14} – коефіцієнт заломлення квазіпоздовжньої SV -хвилі.

Формули для коефіцієнтів відбиття і заломлення SH -хвилі, які одержали П. Дейлі, Ф. Хрон (1977), мають такий вигляд:

$$R_{11} = \left(\frac{B_1 \cos \theta_1}{V_1} - \frac{B_2 \cos \theta_2}{V_2} \right) / D, \quad (20.177)$$

$$R_{12} = \frac{2B_1 \cos \theta_1}{V_1} / D, \quad (20.178)$$

$$D = \left(\frac{B_1 \cos \theta_1}{V_1} + \frac{B_2 \cos \theta_2}{V_2} \right),$$

$$\text{де } B_1 = C_{44}^{(0)} = C_{44}^{(1)}; \quad B_2 = C_{44}^{(2)} = B_2;$$

20.17. НАБЛИЖЕНИЙ МЕТОД ОЦІНЮВАННЯ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ КВАЗІПОЗДОВЖНЬОЇ ХВИЛІ ДЛЯ СЛАБОАІЗОТРОПНИХ ПОПЕРЕЧНО-ІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ

Розглянемо задачу відбиття сейсмічної P -хвилі від межі трицинуватого ГПІ-середовища (рис. 20.17). Швидкість P -хвилі в площині ізоотропії, яка ортогональна до головної осі симетрії, не змінюється при зміні напрямку. Але для інших вертикальних площин швидкість P -хвилі залежить від кута падіння i та азимутального кута φ (рис. 20.18).

Різниця амплітуд відбиття у двох ортогональних площинах (площині осі симетрії й площині ізоотропії) спричиняє азимутальну залежність AVO -характеристик. S -хвилі, які поляризовані паралельно та ортогонально до площини ізоотропії, мають різні швидкості у вертикальному напрямку.

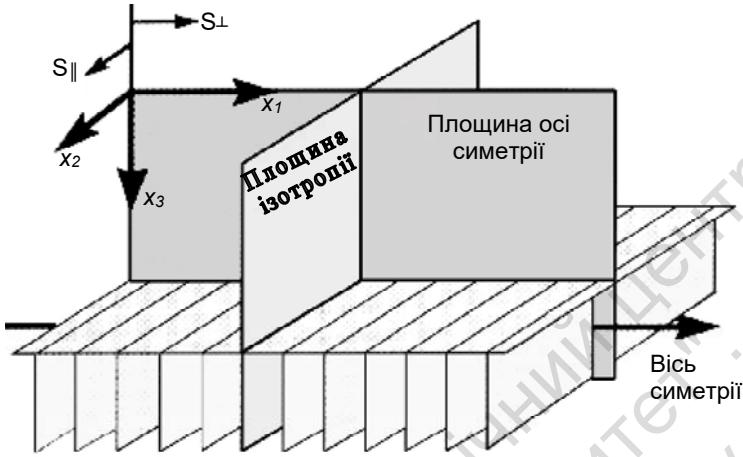


Рис. 20.17. ГПІ-модель та її елементи симетрії

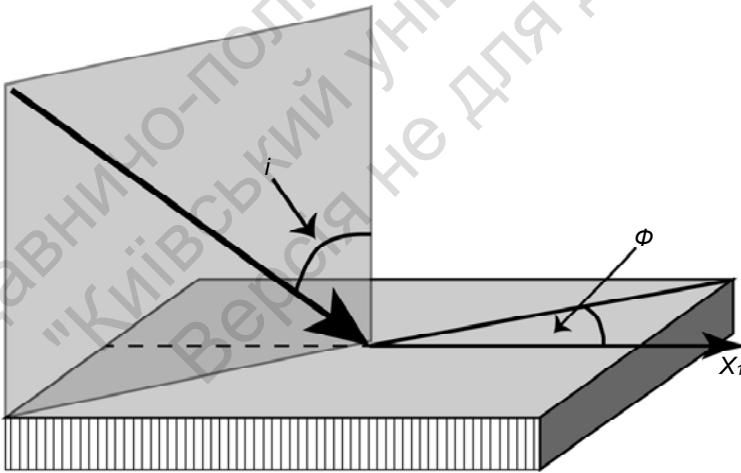


Рис. 20.18. Ілюстрація залежності коефіцієнта відбиття P -хвилі від поверхні тріщинуватого шару (від кута падіння i та азимутального кута ϕ відносно осі симетрії)

Таким чином, аналіз залежності амплітуди P -хвилі від віддалення *джерело-приймач* (AVO-аналіз) за різних азимутів може забезпечити локальну інформацію про анізотропію досліджуваного шару. Вихідні дані про анізотропію P -хвилі можна одержати за допомогою даних 3D сейсмозвідки.

Наближення для коефіцієнта відбиття плоскої P -хвилі від межі двома ГПЗ з однаковою орієнтацією головної осі симетрії, одержане Рюгером, має такий вигляд:

$$R(i, \phi) = \frac{1}{2} \frac{\Delta Z}{Z} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta \vec{V}_p(0)}{\vec{V}_p(0)} - \left[\frac{2\vec{V}_s(0)}{\vec{V}_p(0)} \right]^2 \frac{\Delta G}{G} + \left[\Delta \delta^{(v)} + 2 \left[\frac{2\vec{V}_s(0)}{\vec{V}_p(0)} \right]^2 \Delta \gamma \right] \cos^2 \phi \right\} \sin^2 i + \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta \vec{V}_p(0)}{\vec{V}_p(0)} + \Delta \epsilon^{(v)} \cos^4 \phi + \Delta \delta^{(v)} \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right] \sin^2 i \tan^2 i \quad (20.179)$$

де i та ϕ – відповідно фазовий кут падіння й азимутальний кут відносно осі $\Delta \vec{V}_p(0), \Delta \vec{V}_s(0)$ – різниця між усередненими швидкостями верхнього і нижнього шару; $\vec{V}_p(0)$ – середня швидкість у шарі при вертикальному падінні хвилі; $Z = \rho V_p(0)$ – вертикальний P -хвильовий імпеданс; $G = \rho V_s(0)$ – вертикальний S -хвильовий імпеданс; $\Delta \delta, \Delta \epsilon, \Delta \gamma$ – різниці параметрів анізотропії Томпсона між двома шарами.

Якщо азимутальний кут $\phi = 90^\circ$, то рівняння (20.179) є виразом для коефіцієнта відбиття у площині ізотропії, яке формально не відрізняється від рівняння тричленної апроксимації Шуе для межі між ізотропними середовищами.

Якщо падаючі на межу P -хвилі збурюють у площині симетрії відбиття обмінні $S_\perp(SV)$ -хвилі з вертикальною швидкістю $V_{S\perp}$, то в площині ізотропії вони збурюють $S_\parallel(SH)$ -хвилі з вертикальною швидкістю $V_{S\parallel}$. Різниця у вертикальних швидкостях

S -хвиль описується їхнім розщепленням $\gamma = \frac{(V_{S\parallel} - V_{S\perp})}{V_{S\parallel}}$. Тому

параметр γ впливає на градієнт AVO (член при $\sin^2 i$) у площині осі симетрії ($\phi = 0^\circ$) і в усіх інших площинах, крім площини ізотропії. Параметр $\delta^{(v)}$, який входить до виразу для обчислення швидкості $V_{p1}(i)$ за слабкої анізотропії, також впливає на градієнтний член за всіх азимутів, крім площини ізотропії. Аналогічно параметр $\epsilon^{(v)}$ впливає на коефіцієнт відбиття за значних кутів падіння хвилі (член при $\sin^2 i \operatorname{tg}^2 i$).

Якщо нехтувати третім членом C у рівнянні (20.179), то одержимо рівняння, яке можна розглядати як анізотропний аналог двочленного рівняння Шуе

$$R(i, \varphi_K) = A + [B^{iso} + B^{ani} \cos^2(\varphi_K - \varphi_{sym})] \sin^2 i + \dots, \quad (20.180)$$

де A – коефіцієнт відбиття для нормального падіння P -хвилі на межу.

Градієнт AVO

$$B(\varphi_K) = B^{iso} + B^{ani} \cos^2(\varphi_K - \varphi_{sym}) \quad (20.181)$$

у площині з азимутом φ_K відносно напрямку площини осі симетрії складається з B^{iso} , який не залежить від азимутального кута, і з B^{ani} , який характеризує внесок анізотропії.

Виявляється при цьому, що параметри анізотропії Томпсона $\Delta\delta^{(v)}$ і $\Delta\epsilon^{(v)}$ насамперед впливають на градієнт AVO (член B^{ani}).

На рис. 20.19 наведено результати моделювання впливу анізотропії на коефіцієнт відбиття P -хвилі для моделі, в якій верхній шар ізотропний з горизонтальною віссю симетрії (ГПІ). Як видно з наведених даних, залежності коефіцієнтів відбиття від кута падіння для різних азимутальних кутів ϕ відносно головної осі симетрії суттєво змінюються, і їхній вплив є несуттєвим лише за малих кутів падіння хвилі. Це означає, що навіть у випадку слабкої анізотропії (унаслідок класичного AVO-аналізу) вносяться суттєві помилки, які можуть призвести до хибних висновків.

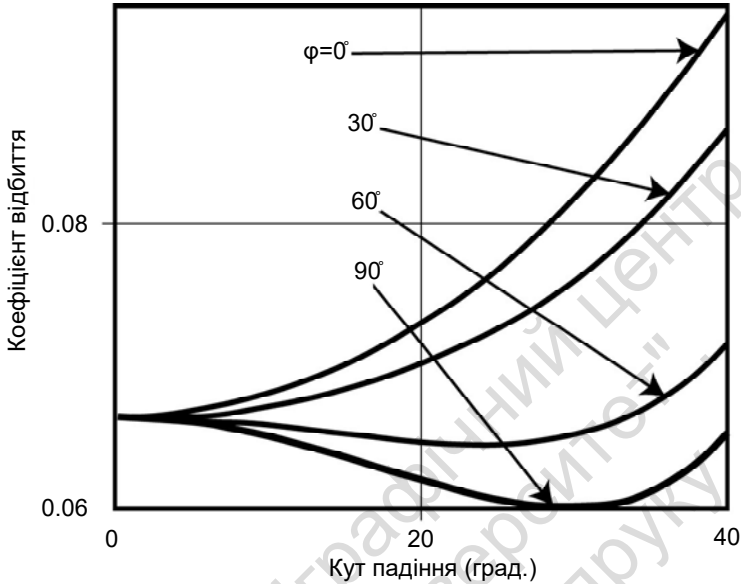


Рис. 20.19. Залежність коефіцієнта відбиття P -хвилі від кута падіння для різних азимутальних кутів φ моделі з ізотропним верхнім шаром і нижнім ГПІ-шаром

Обернена задача AVO-аналізу впорядкованого геологічного середовища зводиться до оцінювання параметрів анізотропії Томпсона $\delta^{(v)}$ і γ за допомогою рівняння (20.180). Це рівняння є нелінійним відносно трьох невідомих B^{iso} , B^{ani} і φ_{sym} , тому необхідно не менше трьох азимутальних значень градієнта AVO для визначення орієнтації площини симетрії й відновлення коефіцієнта відбиття за невеликих кутів падіння для всіх азимутальних кутів.

Оптимальним можна вважати розв'язок у випадку вимірювань уздовж великої кількості азимутальних кутів, наприклад методом 3D сейсмозвідки, коли є можливість побудувати графік залежності $R(\varphi_k)$ від азимутального кута. Із рівняння (20.181) видно, що графік залежності $R(\varphi_k)$ являє собою косинусоїду, яка зсунута від нульової лінії на сталу складову B^{iso} . Унаслідок нелінійності рів-

няння розв'язок буде неоднозначним і за екстремумами кривої можна знайти два імовірні ортогональні один відносно одного напрямки орієнтації головної осі симетрії. Будь-яка додаткова інформація, наприклад, навіть груба оцінка знака величини B^{ani} , достатня для однозначного відшукування орієнтації головної осі. Напрямок орієнтації головної осі симетрії можна одержати з незалежних даних, наприклад, за даними аналізу розщеплення S -хвиль або шляхом визначення швидкості ЗСТ у різних азимутах.

Інформацію про анізотропію у вигляді комбінації параметрів $\delta^{(v)}$ і γ можна одержати з різниці між градієнтами у площинах симетрії та ізотропії. Якщо припустити, що верхній шар ізотропний, то ця різниця запишеться як

$$B(\varphi_K) - B(\varphi_K - \frac{\pi}{2}) \approx [2V_S(0) / V_P(0)]^2 \gamma_2 + \frac{1}{2} \delta^{(v)}. \quad (20.182)$$

Для випадку $\frac{V_P(0)}{V_S(0)} = 0$ різниця між градієнтами дорівнює $\gamma_2 + 0,5\delta^{(v)}$, що свідчить про вдвічі більший внесок параметра розщеплення S -хвиль γ , ніж параметра $\delta^{(v)}$. Визначення параметра γ є дуже важливим, оскільки саме він характеризує щільність тріщинуватості. Для його обчислення з рівняння (20.182) знаходять параметр анізотропії $\delta^{(v)}$.

Для одержання параметра $\delta^{(v)}$ визначають швидкість $V_{ЗСТ}$ у горизонтальному ГПІ-шарі для різних азимутальних кутів:

$$V_{ЗСТ}^2 = V_P^2(0) \frac{1 + 2\delta^{(v)}}{1 + 2\delta^{(v)} \sin^2 \varphi}, \quad (20.183)$$

де φ – азимут орієнтації профілю відносно осі симетрії.

У рівнянні (20.183) невідомими є: вертикальна швидкість $V_P(0)$, кут орієнтації осі симетрії та параметр $\delta^{(v)}$. Тому достатньо визначення швидкостей $V_{ЗСТ}$ у трьох азимутах, щоб одержати три рівняння і знайти орієнтацію тріщин і параметр $\delta^{(v)}$, який необхідний для обчислення γ (щільності тріщин).

Якщо параметром анізотропії $\epsilon^{(v)}$ можна нехтувати ($\epsilon^{(v)} = 0$), наприклад, у випадку щільних порід з низькою пористістю і мікротріщинуватістю, яка заповнена флюїдом (флюїдонасичені вугільні пласти), виконується рівність $\delta^{(v)} = -\gamma$. Тоді щільність тріщин можна визначити безпосередньо з рівняння (20.182).

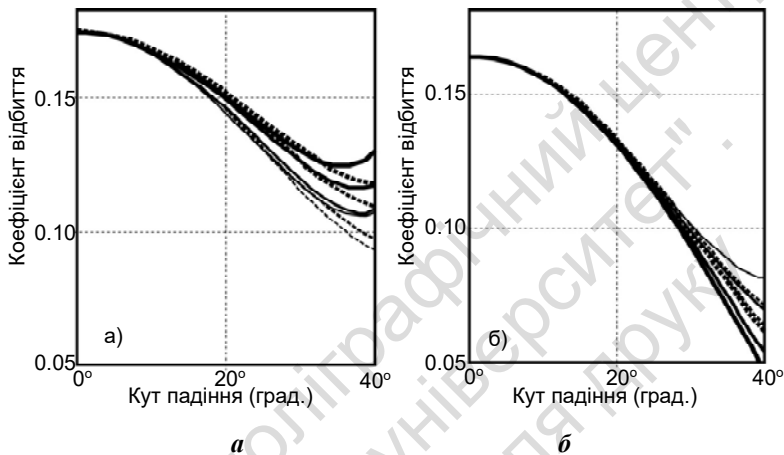


Рис. 20.20. Залежність коефіцієнтів відбиття P -хвилі від кута падіння для різних значень азимутальних кутів φ ($0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ – чим тонша лінія, тим менший кут φ на графіку) для моделі з ізотропним верхнім шаром і нижнім ГПІ-шаром:
а – водонасичений нижній шар;
б – газонасичений нижній шар (суцільними лініями зображено точний розв'язок, пунктирними – наближений розв'язок)

На рис. 20.20 наведено графіки залежності коефіцієнта відбиття P -хвилі від кута падіння для різних значень азимутальних кутів φ , які дорівнюють $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ і 90° . Розглядаються дві моделі: 1) рис. 20.20, *а* – модель, у якій верхній шар ізотропний і нижній ГПІ-шар насичений водою; 2) рис. 20.20, *б* – модель, у якій нижній шар насичений газом. На графіках зображено результати числових розрахунків за точними формулами і наближеної формули (20.179). Різниці параметрів анізотропії Томпсона $\Delta\epsilon^{(v)}$ і $\Delta\delta^{(v)}$ суттєво відрізняються: при водонасиченні вони дорівнюють від-

повідно 0,003 і 0,088, але при газонасиченні їхня величина зростає і може дорівнювати 0,150. Параметр γ однаковий і дорівнює 0,085. Як видно з наведених графіків, ці різниці параметрів анізотропії спричиняють суттєві зміни в залежностях коефіцієнтів відбиття від кута падіння і відповідно AVO-атрибутивів.

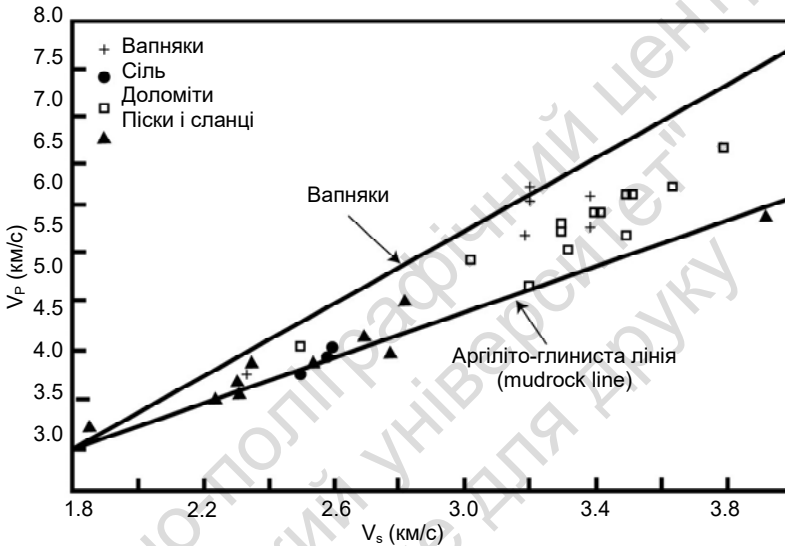


Рис. 20.21. Лінійна кореляційна залежність між V_p і V_s для аргіліто-глинистих і карбонатних порід за даними акустичного каротажу

Для тріщин, які заповнені водою, згідно з рівнянням (20.179) спостерігається суттєва азимутальна різниця в градієнтах у площині ізотропії, оскільки різниця градієнтів визначається приблизно величиною $\Delta\delta^{(v)} + 2\gamma$. Ця величина для випадку водонасичених тріщин є значною. Для газонасичених тріщин $\Delta\delta^{(v)} + 2\gamma = 0$ і значних азимутальних змін AVO-градієнта не слід очікувати.

У цьому випадку графіки залежності коефіцієнтів відбиття від кута падіння для різних азимутальних кутів починають змінюватися лише за значних кутів падіння хвилі (рис. 20.21, б). Таким чином, є реальні можливості за допомогою AVO-аналізу розпізнавати наявність тріщин, які заповнені газом або рідиною. Якщо характеристики AVO суттєво відрізняються лише за великих кутів падіння хвилі, то це свідчить про великі значення параметра $\Delta\epsilon^{(v)}$ (газонасичені тріщини).

Зауважимо, що розглянутий вище модельний приклад стосується дещо спрощеного випадку, коли верхній шар є ізотропним. Завдання ускладнюється, якщо відбита *P*-хвиля поширюється через анізотропний верхній шар. Анізотропія цього шару може спричинити локальне фокусування фронту і спотворення амплітуд уздовж фронту відбитої хвилі. Азимутальні зміни коефіцієнтів прохідних хвиль в анізотропному середовищі може також внести спотворення до розподілу амплітуд на поверхні. Відсутність корекції цих спотворень може спричинити помилки в інтерпретації результатів AVO-аналізу.

Для вивчення анізотропії на *P*-хвилях і картування зон тріщинуватості доцільно використовувати і зіставляти характеристики AVO за різними азимутами, які можна одержати завдяки даним 3D сейсмозвідки.

20.18. ПЕТРОФІЗИЧНІ ОСНОВИ ІНТЕРПРЕТАЦІЇ AVO-АНОМАЛІЙ

Петрофізичні властивості осадових порід помітно впливають на інтерпретацію результатів AVO-аномалій. Для з'ясування природи AVO-аномалій необхідно з'ясувати природу закономірностей атрибутів та їхнього взаємозв'язку на кросплотах. Однозначно розв'язати це складне завдання дуже важко, оскільки швидкості V_p і V_s у гірських породах, а також їхнє відношення V_p/V_s залежать від літології, пористості, термодинамічних умов (тиск, температура) і насичення флюїдом.

Визначення величини V_P / V_S для порід різної літології є надзвичайно важливим завдяки тому, що саме відхилення експериментальних сейсмічних даних від установлених літологічних "фонових" відношень і допомагають при прогнозуванні покладів вуглеводнів сейсмічними методами.

Узагальнення числових результатів вимірювань швидкостей V_P і V_S сейсмічними методами, методами акустичного каротажу і лабораторними методами свідчить про те, що для різних літологічних різниць V_S майже лінійно пов'язана з V_P у всьому діапазоні швидкостей (рис. 20.21).

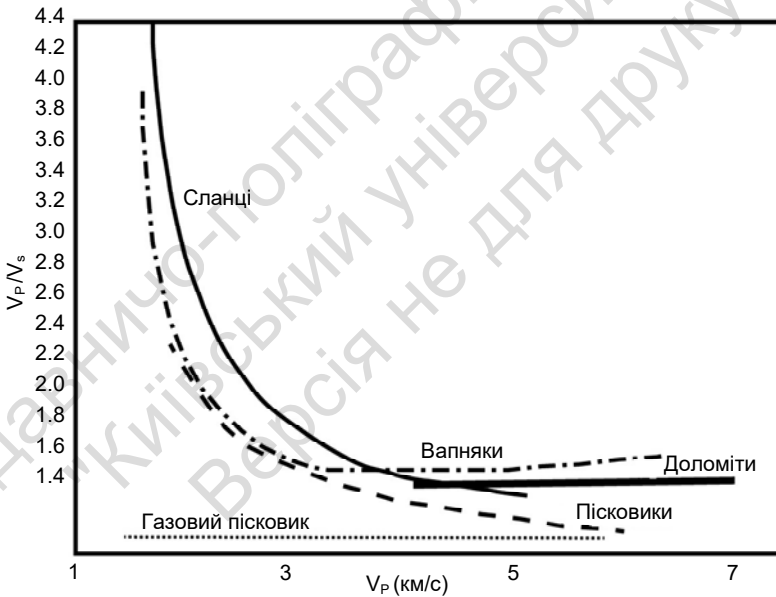


Рис. 20.22. Залежність V_P / V_S від V_P для порід різної літології

Наведені дані свідчать, що AVO-аналіз надійніший при дослідженні середовищ з низькими швидкостями. Для більшості літологічних типів теригенних осадових порід спостерігається лінійний кореляційний зв'язок між швидкостями V_p і V_s . Зокрема, для пісковиків лінійна регресійна залежність має вигляд

$$V_p = 1.24V_s + 1.06 \quad (20.184)$$

а для глинистих сланців

$$V_p = 1.34V_s + 1.13. \quad (20.185)$$

Обидві лінійні регресійні залежності виявилися достатньо близькими до mudrockline (аргіліто-глинистої лінії). Цю лінію встановлено за даними акустичного каротажу і сейсмічних вимірювань у розрізах, які складаються переважно з глинистих порід і мулистих частинок незалежно від їхньої структури і текстури.

Для доломітів регресійна залежність має вигляд

$$V_p = 1.71V_s + 1.33. \quad (20.186)$$

На рис. 20.22 зображено діаграму залежності між швидкістю V_p і V_s за даними акустичного каротажу для аргіліто-глинистих і карбонатних порід. Дані для чистих вапняків розміщені дуже близько до лінії вапняків $V_p / V_s = 1.9$, а дані для пісковиків і глинистих сланців – поблизу аргіліто-глинистої лінії з $V_p = 4.4 \text{ км/с}$ і $V_p / V_s = 1.7$. Водночас доломіти і породи зі змішаною літологією займають проміжне положення між лініями вапняків та аргіліто-глинистих порід.

Для ущільнених порід з високими швидкостями V_p більш ефективним може бути використання регресійної залежності між V_p / V_s і V_p . Як видно з рис. 20.22, при високих значеннях V_p породи різної літології краще розрізняють за величиною V_p / V_s .

Водночас у цій області можуть виникнути труднощі при розрізненні високошвидкісних глинистих сланців і вапняків.

У періодах з високими швидкостями різниця V_p / V_s між газо- і водонасиченими породами дуже мала. Для порід з низькою швидкістю V_p різниця між газо- і водонасиченими породами

буде відносно більшою. Тому дослідження AVO даватимуть кращі результати в розрізах з низькою швидкістю.

20.20. ПОРИСТІСТЬ І ФЛЮЇДОНАСИЧЕНІСТЬ

При збільшенні пористості швидкості P - і S -хвиль зменшуються. Найчастіше при вивченні залежності між швидкістю V_p і коефіцієнтом пористості K_p користуються добре відомим емпіричним рівнянням Віллі – Трегорі або "рівнянням середнього часу", яке використовують під час аналізу даних акустичного каротажу для визначення коефіцієнта пористості. Це рівняння не має ніякого фізичного обґрунтування і його простота та надійність при дослідженні грануляційних порід-колекторів сприяла його широкому застосуванню.

Рівняння має такий вигляд:

$$\frac{1}{V_p} = \frac{(1 - K_p)}{V_T} + \frac{K_p}{K_\phi}, \quad (20.187)$$

де V_T , V_ϕ – швидкості поздовжніх хвиль відповідно у твердому скелеті та флюїді; K_p – коефіцієнт пористості породи.

Наведемо деякі альтернативні цьому рівнянню формули

$$V_p = (1 - K_p)^2 V_T + K_p V_\phi; \quad (20.188)$$

$$V_s = (1 - K_p)^2 V_{ST}, \quad (20.189)$$

де V_{ST} – швидкість поширення поперечних хвиль у твердому скелеті.

20.21. ТЕРМОДИНАМІЧНІ УМОВИ

Швидкості V_p і V_s хвиль зростають при збільшенні гідростатичного стискання і зменшуються при збільшенні температури.

У більшості випадків вважається, що геостатичний тиск має більший вплив на швидкості поширення пружних хвиль, ніж

температура, тому швидкість з глибиною зростає. Лише за наявності зон АВПТ (аномально високого пластового тиску) швидкості сейсмічних хвиль зменшуються, оскільки збільшення внутрішнього (порового) тиску спричиняє зменшення геостатичного тиску, тобто в цьому випадку діє ефективний тиск.

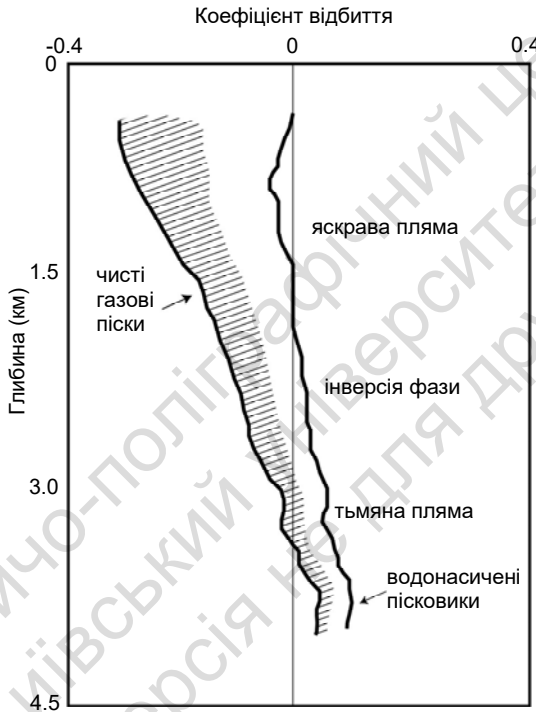


Рис. 20.23. Залежність коефіцієнта відбиття поздовжньої хвилі від глибини для водонасичених і газових пісковиків (заштрихована ділянка показує можливі межі зміни коефіцієнта відбиття при зміні глинистості пісковиків)

На рис. 20.23 показано залежність коефіцієнта відбиття поздовжньої хвилі від глибини для водонасичених і газових пісковиків у теригенному розрізі. З нього видно, що для водонасичених пісковиків коефіцієнт відбиття змінюється дуже слабо, але

спостерігається тенденція переходу від від'ємного значення до додатного зі збільшенням глибини. Коефіцієнт відбиття для газового пісковика на малих і середніх глибинах від'ємний і лише на значних глибинах стає додатним, а криві для газо- і водонасичених пісковиків зближаються. Це означає, що можливість визначення наявності вуглеводнів за допомогою AVO-аналізу зі збільшенням глибини стає проблематичним.

20.21. ВУГЛЕВОДНЕВЕ НАСИЧЕННЯ

За тисків і температур, характерних для осадових басейнів, швидкість V_p мінералізованої води становить 1,5–1,65 км/с. Швидкість V_p у нафті суттєво залежить від її газонасиченості й змінюється від 0,45 км/с (для "живої" – сильно газонасиченої нафти) до 1,2 км/с (для "мертвої" нафти); V_p для вуглеводневих газів залежить від тиску і зростає при збільшенні глибини від 0,4 до 0,6 км/с. Густина води з глибиною майже не змінюється і залежно від мінералізації становить 1,0–1,1 г/см³. Густина нафти при збільшенні глибини в середньому зменшується від 0,9 до 0,6 г/см³, а густина газу за рахунок підвищення тиску може зростати зі збільшенням глибини на порядок – від 0,01 г/см³ на поверхні й до 0,1–0,2 г/см³ на глибинах 2–4 км.

Для числових розрахунків швидкостей V_p , V_s при оцінюванні ефекту заміщення флюїду в сейсмічному діапазоні частот застосовують модель Гассмана. Ця модель справедлива за таких припущень:

- середовище макроскопічно однорідне й ізотропне;
- усі пори гідравлічно зв'язані між собою;
- заповнювачі пор (газ, рідина або їхня суміш) являють собою середовище без тертя і в'язкості;
- у макроскопічному досліджуваному об'ємі при поширенні поздовжньої хвилі (при чергуванні фаз стискання і розтягнення) коливання скелета і флюїду збігаються за фазою, а градієнти

тиску порозаповнювача достатньо малі, оскільки тиск у всьому виділеному об'ємі встигає вирівнюватися (релаксувати) при чергуванні фаз. Тобто останні умови виконуються лише за достатньо низьких частот;

- кількість флюїду у виділеному макроскопічному об'ємі середовища залишається незмінною (дренування відсутнє). Тому під час поширення поздовжньої хвилі тиск флюїду всередині цього об'єму в будь-яку мить часу такий самий, як і тиск флюїду зовні.

За наявності дренування поровий флюїд може вільно проникати всередину макроскопічного об'єму, вільно переміщуватися порами і вільно залишати цей макроскопічний об'єм. Це означає, що поровий тиск усередині цього об'єму залишається гідростатичним, якщо відбуваються коливання "зовнішнього" тиску. Відповідно помітних градієнтів тиску у поровому флюїді не виникає.

Для тріщинно-порових колекторів ця система умов доповнюється припущенням наявності обміну флюїдом між тріщинами та ізометричними порами у процесі поширення поздовжньої хвилі. Наявність такого обміну пояснюється тим, що тріщини набагато піддатливіші, ніж пори й у фазі стискання флюїд перетікає із тріщин у пори, а у фазі розрідження повертається назад. Це припущення справедливе у випадку хаотичної орієнтації тріщин.

Модель Гассмана дозволяє здійснювати числові розрахунки модуля об'ємного стискання K флюїдонасиченої породи-колектора:

$$K = \frac{\frac{K_{II}}{K_S} - \frac{K_{II}}{K_f} - \frac{1}{K_{dry}} + \frac{1}{K_S}}{\left(\frac{K_{II}}{K_{dry}}\right)\left(\frac{1}{K_S} - \frac{1}{K_f}\right) - \left(\frac{1}{K_S}\right)\left(\frac{1}{K_{dry}} - \frac{1}{K_S}\right)}, \quad (20.190)$$

де K_S – модуль об'ємного стискання твердого скелета;
 K_f – модуль об'ємного стискання флюїду; K_{dry} – об'ємний модуль твердого скелета із сухими порами.

Ключовим припущенням моделі Гассмана є таке: модуль зсуву вважається незалежним від стану флюїдонасичення породи-колектора, а відповідно і типу флюїду, тобто

$$\mu = \mu_{dry} \quad (20.191)$$

Це припущення ґрунтується на тому, що при зсувних зміщеннях зміни об'єму макроскопічного середовища не відбувається, відповідно, ступінь стисливості порозаповнювача, який різний у рідині і газу, не відіграє ніякої ролі. Модуль зсуву флюїду дорівнює нулю лише у флюїдів з низькою в'язкістю.

Фізичний зміст рівняння Гассмана стає зрозумілим, якщо його подати в такому вигляді:

$$K = K_{sat} = K_{dry} + \zeta^2 \Lambda, \quad (20.192)$$

де K_{sat} – модуль об'ємного стискання флюїдонасиченого колектора; $\zeta = 1 - K_{dry} / K_S$ – коефіцієнт ефективного тиску або так званий коефіцієнт об'ємної піддатливості Біо; $\frac{1}{\Lambda} = \frac{\zeta - K_{II}}{K_S} + \frac{K_{II}}{K_f}$ – модуль пустотного простору породи-колектора.

Таким чином, модулі об'ємного стискання сухої та флюїдонасиченої порід відрізняються на величину, яка дорівнює добутку квадрата коефіцієнта об'ємної піддатливості на об'ємний модуль пустотного простору.

Вважається, що в низькочастотному діапазоні модуль K характеризує не лише газонасичену породу і відсутність дренавання, але й наявність усередині цього макроскопічного гідравлічно зв'язаного порового об'єму.

Рівняння заміщення флюїду (20.192) лежить в основі ряду способів інтерпретації даних сейсмозвідки, зокрема при оцінюванні характеру насичення порід-колекторів.

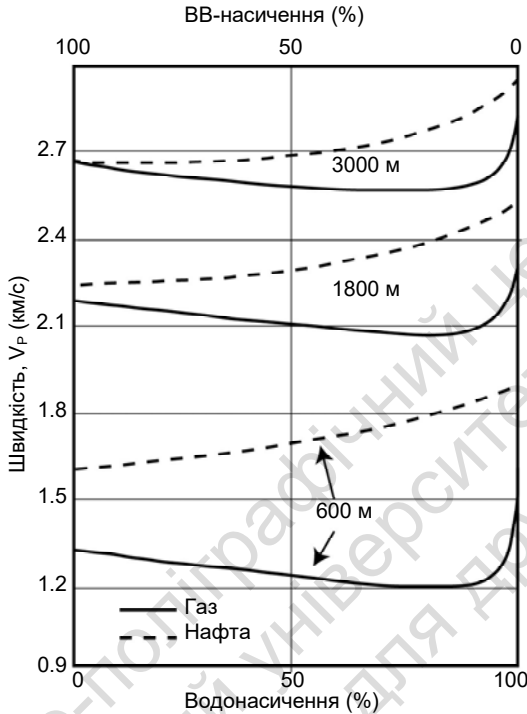


Рис. 20.24. Залежність швидкості поздовжніх хвиль від коефіцієнта водонасичення для нафто- і газонасичених пісків на різних глибинах їхнього залягання – 600, 1800 і 3000 м

На рис. 20.24 показано числові розрахунки модулів об'ємного стиснення газо- і нафтонасичених пісковиків за допомогою рівняння Гассмана. Як видно, присутність навіть невеликої кількості газу (5–10%) у газо-водяній суміші спричиняє зменшення швидкості V_p , оскільки стисливість газів на декілька порядків вище, ніж стисливість води і нафти. При збільшенні вмісту газу більше 10% спостерігається навіть слабке зростання V_p унаслідок зменшення об'ємної густини. Стисливості нафти і води відрізняються менше, тому заміщення води нафтою в порах веде до плавного зменшення V_p . Таким чином, між швидкостями поз-

довжніх хвиль породи-колектора: водонасиченого (V_p^B), нафтонасиченого (V_p^H) і газонасиченого (V_p^G) існує таке співвідношення: $V_p^B > V_p^H > V_p^G$, але з ростом глибини залягання різниця між швидкостями V_p^H і V_p^G зменшується.

Швидкості поперечних хвиль у моделі Гассмана в породи-колекторі, заповненому двома фазами флюїду, змінюються на протилежні, оскільки тип флюїду не впливає на модуль зсуву, а його значення залежить лише від наявності пор. Тому швидкість V_s змінюється лише за рахунок густини флюїду, але ці відносні зміни значно менші, ніж зміни швидкості V_p .

Тому співвідношення між швидкостями поперечних хвиль у водонасичених (V_s^B), нафтонасичених (V_s^H) і газонасичених (V_s^G) породах-колекторах буде протилежне $V_s^B \leq V_s^H \leq V_s^G$. Відповідно співвідношення V_p / V_s для нафто- і газонасичених порід-колекторів завжди менше, ніж для водонасичених. Зміна співвідношення V_p / V_s , зумовлена наявністю вуглеводнів, розглядається як головний чинник, який спричиняє AVO-аномалії.

Відношення V_p / V_s прямо залежить від коефіцієнта Пуассона ν

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}. \quad (20.193)$$

20.22. ЗАЛЕЖНІСТЬ МІЖ ШВИДКІСТЮ І ГУСТИНОЮ

Для моделювання AVO-аномалій важливими є дані про густину гірських порід. Об'ємна густина ρ прямо залежить від густини мінеральних зерен твердого скелета гірської породи (ρ_T), густини флюїду (ρ_ϕ) і коефіцієнта пористості (K_H)

$$\rho = (1 - K_H)\rho_T + K_H\rho_\phi. \quad (20.194)$$

Якщо відсутні дані каротажу густини, то для її визначення використовують кореляційну залежність між швидкістю поздовжніх хвиль V_p і густиною ρ . Емпірична регресійна залеж-

ність, яку називають формулою Гарднера, залежить від літології й має такий вигляд:

$$\rho = aV_p^b, \quad (20.195)$$

де a , b – емпіричні коефіцієнти, які залежать від літології. Для пісковиків і глинистих сланців формулу (20.195) можна записати в явній формі:

$$\rho \approx 1.74V_p^{0.25}. \quad (20.196)$$

Для відносних величин густини і швидкості рівняння (20.196) записати у лінеаризованому вигляді

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.25 \frac{\Delta V_p}{V_p}. \quad (20.197)$$

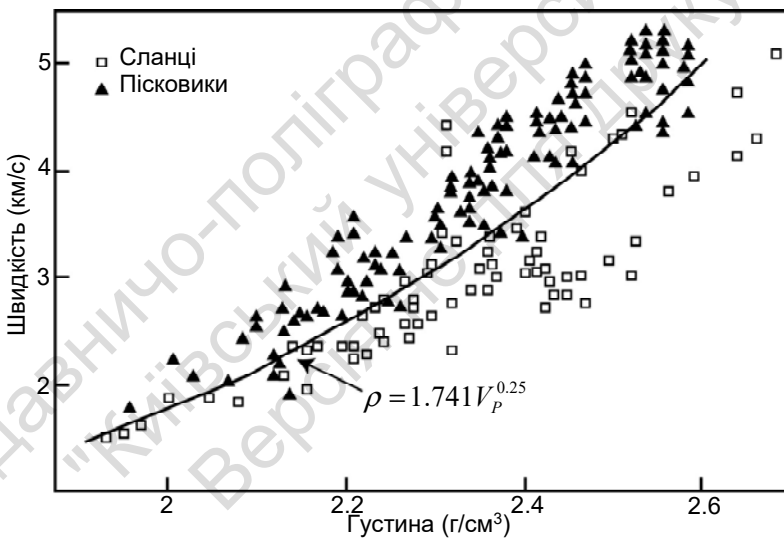


Рис. 20.25. Кореляційна залежність між швидкістю поздовжніх хвиль і густиною для пісковиків і глинистих сланців за даними лабораторних і каротажних досліджень (суцільна лінія показує числові результати за формулою Гарднера)

Результати лабораторних і каротажних досліджень швидкості V_p і густини ρ для розрізу пісковиків і глинистих сланців наведено на рис. 20.25. Як видно, крива для рівняння Гарднера має дуже широкі довірчі межі. Дані для пісковиків розміщуються дещо вище цієї кривої, тобто рівняння Гарднера завищує густину пісковиків. А результати для глинистих сланців містяться нижче цієї кривої. Тому густина глинистих сланців буде заниженою.

20.22. МЕТОДОЛОГІЯ АПРІОРНОГО ТА АПОСТЕРІОРНОГО ОЦІНЮВАННЯ ДОСТОВІРНОСТІ РЕЗУЛЬТАТІВ ІНТЕРПРЕТАЦІЇ AVO-АНАЛІЗУ

У методах AVO-аналізу та інверсії надзвичайно важливим є оцінювання точності й достовірності результатів інтерпретації. Формально процес інтерпретації включає два етапи: 1) власне інверсію, тобто перетворення сейсмічних записів в оцінки сейсмічних властивостей геологічного середовища; 2) перехід за допомогою апарата кроспловів і нейронних мереж до геологічних категорій – літології, характеру насичення, пористості, ефективної потужності тощо.

Рівень формалізації цих двох етапів значно відрізняється, а кількість сейсмічних і геологічних параметрів дуже велика і не чітко визначена; як сейсмічні, так і геологічні параметри сильно корелюють між собою. Крім того, відносні похибки сейсмічних і геологічних параметрів на порядок вищі за оцінки кінематичних параметрів, які використовуються при структурних побудовах. Формально в AVO-аналізі апріорне оцінювання достовірності амплітудної інверсії та результатів геологічної інтерпретації реалізується у двох варіантах.

Перший зводиться до оцінювання коефіцієнта кореляції між тією чи іншою парою параметрів безпосередньо за їхніми кроспловими. Зрозуміло, що коефіцієнти кореляції дають точний ступінь зв'язку між параметрами та довірчі інтервали. Не з'ясовано лише, які саме чинники спричиняють розкид точок:

1) об'єктивні варіації цільового параметра – пористості або ступеня доломітизації або ефективної потужності;

2) похибка оцінок імпедансу.

Очевидно, що певною мірою такі оцінки характеризують достовірність побудованої моделі, але питання про можливі шляхи її поліпшення є відкритим. Зокрема, модель можна покращити подальшим фаціальним розмежуванням або використанням інших наборів сейсмічних параметрів.

Другий варіант значно інформативніший і базується на виборі детерміністичної ефективної моделі геологічного середовища і цілеспрямованому дослідженні реакції акустичної та пружної інверсії. Це дослідження виконують варіацією параметрів і пружної інверсії, підбираючи варіанти параметрів апріорної моделі. Такий підхід включає п'ять послідовних процедур:

1. Побудову апріорної ефективної сейсмоакустичної моделі для типового розрізу цільового інтервалу з відомою літологією і даними акустичного каротажу; вибір детермінованої ефективної моделі геологічного середовища; підбір числових значень пружних модулів цих моделей, які задовольняють ефективну сейсмоакустичну модель розрізу.

2. Збурення геологічних параметрів апріорної ефективної сейсмоакустичної моделі (зміна літології, пористості, флюїдонасичення тощо) у діапазоні, який очікується на території досліджень; перерахунок цих збурень і розрахунок відповідних змін значень $I_p(t)$ і $EI(t)$ апріорної ефективної моделі для заданих кутів падіння, а також залежності $R(\theta)$ для точного рівняння Цьопспрітца.

3. Побудова синтетичних сейсмограм для серії збурених кривих імпедансів $I_p(t)$ і $EI(t)$ сейсмоакустичної моделі; обробка синтетичних даних за тими самими технологіями AI та EI , яка застосовується до реальних даних.

4. Статистичний аналіз одержаних результатів (математичні сподівання, дисперсія) з метою оцінювання відхилень одержаних оцінок $I_p(t)$ і $EI(t)$ від відповідних значень збуреної ефективної сейсмоакустичної моделі. Одержані характеристики і є кількісними оцінками ступеня достовірності отриманих результатів, тобто варіацій геологічних параметрів, визначених за даними AI та EI .

5. Обробка реальних даних за технологією AI та EI й оцінювання з використанням кросплатів коефіцієнтів кореляції в ме-

жах виділених сейсмофазій, певного насичення, пористості відображають впливи випадкових похибок сейсміки.

Результати пунктів 4 і 5 спільно характеризують ступінь невизначеності геологічної інтерпретації результатів, одержаних за допомогою технологій *AI – EI*.

20.23. ГЛОБАЛЬНІ Й ЛОКАЛЬНІ ТРЕНДИ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПОРИСТИХ ПОРІД

При інтерпретації даних AVO-аналізу важлива роль належить емпіричним співвідношенням, які одержують унаслідок статистичної обробки результатів петрофізичних досліджень – глобальних, регіональних або локальних, котрі можуть охоплювати широкі класи порід, а можуть обмежуватися вузькими літостратиграфічними рамками.

Масштаб узагальнення, тобто ступінь однорідності вибірки, визначає ступінь універсальності одержаних емпіричних моделей та сферу їхнього застосування.

Локальні вибірки для обмеження літостратиграфічних інтервалів служать базою для інтерпретації результатів на конкретних розвідувальних ділянках.

Глобальні й регіональні залежності належать до загальногеологічних закономірностей. Водночас емпіричні залежності не є універсальними і нерідко, при спробах їхньої екстраполяції за межі діапазону, який забезпечений фактичними даними, не дають бажаних результатів.

При моделюванні AVO-ефектів від заміщення флюїду і при розрахунках деяких атрибутів за умов, коли прямі вимірювання швидкості V_S і ρ відсутні, застосовують регіональні або глобальні тренди для оцінювання фонових значень V_S і ρ шляхом використання кореляційних залежностей між V_P і V_S та V_S і ρ .

Результати статистичного аналізу експериментальних даних свідчать, що кореляційні залежності між V_P , V_S і ρ суттєво відрізняються для різних генетичних типів осадових порід. Тому необхідно брати до уваги можливі обмеження при засто-

суванні трендових залежностей і враховувати вплив латеральних варіацій швидкості в межах однієї літологічно однорідної стратиграфічної одиниці.

Значимо, що дуже мало уваги приділяється у практиці апостеріорного оцінювання таким важливим характеристикам, як щільність свердловин на площі досліджень, ступінь латеральної мінливості характеристик цільового об'єкта, радіуси кореляції помилок оцінюваних сейсмічних і геологічних параметрів. Зрозуміло, що такі оцінки можна одержати лише на густо розбурених площах.

Основним інструментом практичної інтерпретації сейсмічних даних в AVO-аналізі є кросплот. За допомогою кросплотів установлюють наявність і силу взаємодії будь-якого петрофізичного параметра з будь-яким іншим. Силу зв'язку оцінюють за величиною коефіцієнта кореляції.

Безперечною перевагою інтерпретації на основі кросплота є можливість визначення переходу від одного параметра до іншого без будь-яких апріорних припущень відносно моделі й можливої природи взаємозв'язку між параметрами. Водночас регресійні кореляційні залежності супроводжуються розкидом точок і відповідним розширенням довірчих інтервалів. Бажання звузити довірчі межі вимагає застосування сучасних статистичних методів обробки інформації – факторного аналізу, множинного аналізу, статистичного регресійного аналізу, розпізнавання образів і нейронних мереж.

Зрозуміло, що порівняно з кросплотами ці статистичні методи забезпечують набагато глибший аналіз взаємозв'язку між параметрами, але проблема виявлення причинних факторів залишається відкритою.

Найпростіший спосіб урахування причинних взаємозв'язків і відповідного зменшення розкиду точок на кросплоті – розбиття генеральної вибірки на декілька вибірок, які відрізняються одна від одної третім параметром, що задається на якісному рівні: або за ознакою літології, або за ознакою гранулометричного складу і т. ін. У цьому випадку фактично відбувається перехід до факторного аналізу і множинної регресії. Глобальні тренди взаємозв'язку

швидкостей P - і S -хвиль із пористістю, глинистістю і типом флюїдонасичення широко застосовуються. І їхні особливості зумовлені особливостями осадконакопичення та діагенетичними змінами порід, тому вони є характерними для осадових басейнів.

20.24. СЕДИМЕНТАЦІЙНИЙ І ДІАГЕНЕТИЧНИЙ ТРЕНДИ ПРУЖНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

Методами сейсмічної стратиграфії й структурно-формаційного аналізу встановлено глобальні закономірності латеральної й вертикальної зональності осадконакопичення та його відображення у сейсмічних записах. Основою цього відображення є взаємозв'язки між зональністю осадконакопичення і фізичними властивостями осадових порід. Найпростішим прикладом такої зональності є закономірне збільшення глинистості й дисперсності відкладів ступенем віддалення від берегової лінії в бік відкритого басейну і внаслідок збільшення густини відкладів ступенем зростання потужності товщ, які їх перекривають. Ці закономірності досліджують за допомогою седиментаційних і діагенетичних трендів.

Залежності швидкість-ефективний тиск (його можна виразити через глибину залягання породи), швидкість-пористість, акустичний імпеданс-пористість та інші використовують для оцінювання впливу різних факторів – літології, діагенетичного ущільнення, пористості.

Наявність зв'язку пружних модулів і сейсмічних швидкостей із глинистістю і ступенем ущільнення теригенних відкладів забезпечує побудову теоретичних моделей, які відображають ці взаємозв'язки. За допомогою таких моделей розраховують швидкості P - і S -хвиль, якщо відомі співвідношення глинисті/піщані фракції та ефективний тиск. Подальша деталізація можлива шляхом конкретизації мінерального складу і мікроструктурних особливостей цементу. Мінералогічний склад цементу безпосередньо визначає його пружні модулі: глинистим мінералам (монтморилоніт, іліт) притаманні дуже низькі

значення модулів K_s , μ_s , карбонатним мінералам (кальцит, доломіт) і особливо кварцу – досить високі, іноді більші за модулі піщаних зерен. Модулі K і μ цементу визначаються об'ємними частками цих мінералів.

Вплив мікроструктури зводиться, насамперед, до ступеня розвитку цементного прошарку між твердими зернами. Якщо такий прошарок відсутній, зерна мають безпосередній контакт одне з одним, що спричиняє високі модулі пружності K і μ і відповідно високі швидкості V_p і V_s . Якщо зерна розділяються прошарками м'якого контактного цементу, пружність різко зменшується і швидкості також знижуються.

Проте характер зміни швидкостей не є лінійним при збільшенні кількості м'якого зв'язувального цементу. Тому при переході від чистого пісковика до глинистого пісковика і глини швидкість спочатку зростає, а потім зменшується.

У чистому пісковика, насиченому флюїдом, швидкість буде меншою, ніж у глинистому пісковика, частина пор якого заповнена глиною. Цемент, що заповнює міжзерновий простір пісковика, може заповнювати межові пори або просто заповнювати пори ("плаваючий" цемент). В останньому випадку м'який матеріал по суті не є цементом.

У процесі діагенетичної цементації чистий пісковик може перейти в малопористий зцементований пісковик за рахунок привнесення цементуючого матеріалу. Імовірний і зворотний процес, коли пористість і проникність породи при діагенезі зростає внаслідок вилуговування або через зниження ефективного тиску внаслідок аномально високого пластового тиску (або розливу порід, що залягають вище) при зменшенні глибини залягання породи.

На рис. 20.26 зображено залежність швидкості від глибини залягання для теригенних порід. Ця залежність характеризує за даними моделювання особливості седиментаційного і діагенетичного трендів.

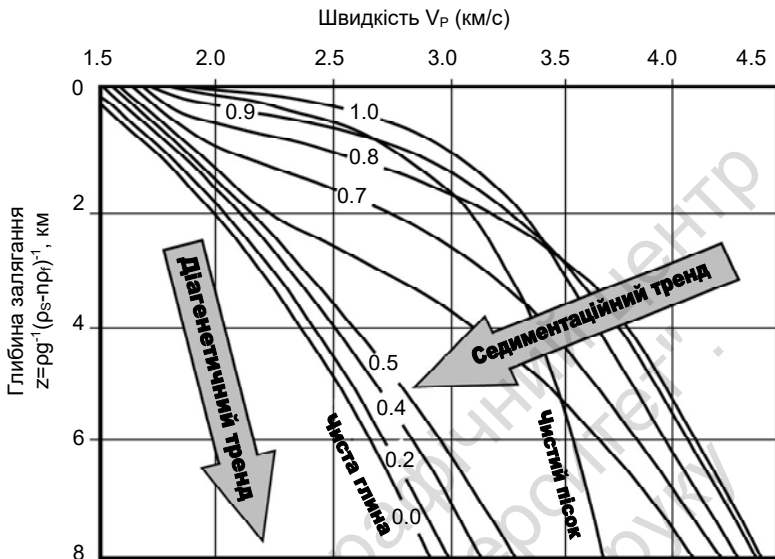


Рис. 20.26. Модельна залежність швидкості поздовжніх хвиль осадових відкладів від глибини залягання за різних співвідношень піщаної й глинистої фракції (відклади **початково** не зазнали впливу діагенезу)

Як і очікувалося, у пісковуку градієнт зростання швидкості при збільшенні глибини більший, ніж у глин, оскільки контактна пружність зерен пісковуку значно більша, ніж у глинистих частинок. У піщано-глинистих породах ступенем зростання вмісту піщаної фракції криві $V_p(z)$ повторюють поведінку кривої для чистої глини і зміщуються в бік високих швидкостей при зростанні вмісту піщаної фракції. Якщо у свіжоутвореному відкладі піщаної фракції стає більше 40 %, то із зануренням відкладів на більшу глибину окремі зерна піщаної фракції починають дотикатися одне до одного внаслідок більш швидкого ущільнення глин. Як тільки відсоток зерен піщинок стане визначальним для формування контактної пружності, крива $V_p(z)$ стає подібною до кривої для чистого пісковуку, тобто градієнт швидкості зростає.

Чим більше піщаної фракції у свіжоутвореному відкладі, тим на меншій глибині спостерігається перехід від малих до великих градієнтів зростання $V_p(z)$.

Із ростом глинистості від 0 до 0,4 швидкість слабо зростає, а подальше збільшення вмісту глинистості веде до того, що градієнт зростання швидкості вповільнюється.

Седиментаційний і діагенетичний тренди на кросплоті *швидкість (пружність)-пористість* (рис. 20.27) також відображає в теригенних осадових породах співвідношення піщаної й глинистої фракцій. На модельному кросплоті точки для порід із контактним цементом утворюють відокремлену гілку, яка має найбільше зміщення в бік високих швидкостей і модулів пружності за високої пористості.

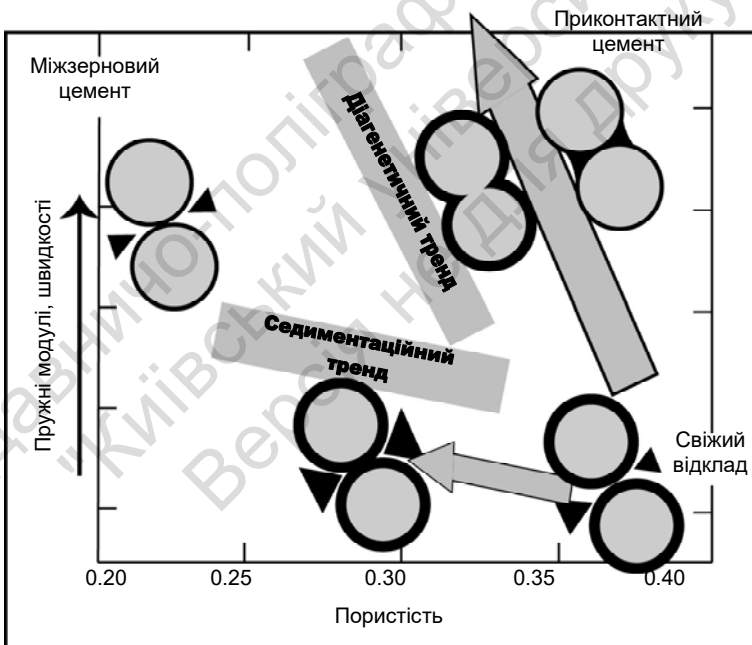


Рис. 20.27. Седиментаційний і діагенетичний тренди на кросплоті *швидкість (або пружний модуль)-пористість* для теригенних осадових порід

При побудові кросп্লота " V_p / V_s – акустичний імпеданс" схема глобальних трендів набагато складніша, ніж на кросп্লоті *швидкість-пористість*. Але на розрізах із піщано-глинистими колекторами, які ускладнені латеральними і вертикальними заміщеннями, кросп্লот " V_p / V_s – акустичний імпеданс" допомагає надійніше оцінювати пористість. У випадку, коли глинисті породи в межах колектора і глинистої покрівлі характеризуються суттєво різною залежністю *пористість – акустичний імпеданс*, тоді виділення седиментаційного тренда в комплексі (визначенням інтервалів колектора і глинистої покрівлі) дозволяє надійніше розділити піщанисті й глинисті зони та більш надійно оцінити пористість.

Запитання для самоконтролю

1. Що вирішує пряма задача AVO-аналізу?
2. Яким чином відбувається розподіл енергії між сейсмічними хвилями при похилому куті падіння P -хвилі на відбивну межу?
3. Охарактеризуйте апроксимації рівняння Цьоппрітца для коефіцієнта відбиття поздовжніх хвиль.
4. Наведіть основні атрибути AVO-аналізу.
5. Що являє собою AVO-кросп্লот?
6. Наведіть класи AVO-аномалій.
7. Які завдання вирішує AVO-інверсія?
8. Охарактеризуйте акустичну та пружну інверсії.
9. Наведіть особливості розповсюдження пружних хвиль в упорядкованому геологічному середовищі.
10. Яким чином вирішується завдання *відбиття – заломлення* хвиль на межі двох анізотропних середовищ?
11. Опишіть основні петрофізичні фактори, що впливають на результати AVO-аналізу.
12. Охарактеризуйте седиментаційний і діагенетичний тренди пружних властивостей.

Розділ 21 СЕЙСМІЧНА ТОМОГРАФІЯ

Сейсмічна томографія є одним із методів визначення швидкостей поширення пружних хвиль у геологічному середовищі за допомогою алгоритму відновлення, який базується на використанні хвиль, що розповсюджуються крізь об'єкт дослідження. Основою методів є *проекційна теорема Радона*, яка обґрунтовує залежність між Фур'є-перетворенням проекції й подвійним Фур'є-перетворенням об'єктної функції.

21.1. ТЕОРЕМА РАДОНА

Нехай в деякій декартовій системі координат xOy задано розподіл величин зворотних швидкостей пружних хвиль (поверхня повільності або рефракції) у вигляді об'єктної функції (рис. 21.1).

Введемо допоміжну систему координат $\xi O\eta$, повернену навколо початку системи координат на кут θ . Якщо напрямок сейсмічного променя паралельний осі η , то можна побудувати хвильову проекцію об'єкт-

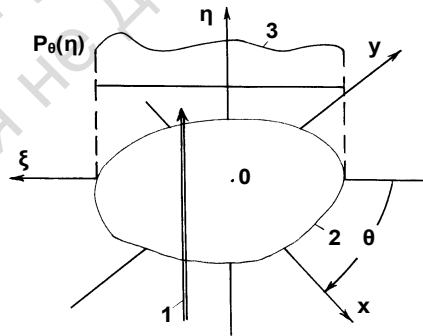


Рис. 21.1. Дві системи координат (x, y) , (ξ, η) і паралельна проекція у сейсмотомографічному експерименті:
1 – промінь; 2 – об'єктна функція (поверхня рефракції)

ної функції. Форма хвильової проекції $P_\theta(\xi)$ визначатиметься таким співвідношенням:

$$P_\theta(\xi) = \int_L f(x, y) d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi \cos \theta - \eta \sin \theta, \xi \sin \theta + \eta \cos \theta) d\eta, \quad (21.1)$$

де L – шлях інтегрування вздовж променю.

Виконаємо Фур'є-перетворення формули (21.1) і позначимо його $\widehat{P}_\theta(\kappa_\xi)$, тоді одержимо

$$\widehat{P}_\theta(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi \cos \theta - \eta \sin \theta, \xi \sin \theta + \eta \cos \theta) e^{-i\kappa_\xi \xi} d\xi d\eta. \quad (21.2)$$

Оскільки між системами координат XOY і $\xi O\eta$ існує взаємозв'язок

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (21.3)$$

то при переході в рівнянні (21.2) до нових змінних інтегрування x, y , якобіан I переходу до нових змінних дорівнює одиниці, тобто

$$I = \begin{vmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial y} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial y} \end{vmatrix} \equiv 1; \quad (21.4)$$

$$d\xi d\eta = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) dx dy; \quad (21.5)$$

і тоді одержуємо наступну формулу:

$$\widehat{P}_\theta(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{\{-i\kappa_\xi (x \cos \theta + y \sin \theta)\}} dx dy. \quad (21.6)$$

З іншого боку, подвійне Фур'є-перетворення об'єктної функції $f(x, y)$ – це функція $F(k_x, k_y)$, яка має такий вигляд:

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy .. \quad (21.7)$$

Порівнюючи (21.6) і (21.7), знаходимо таку залежність між $\hat{P}_\theta(\xi)$ і $F(k_x, k_y)$:

$$\hat{P}_\theta(\xi) = F(k_\xi \cos \theta, k_\xi \sin \theta) . \quad (21.8)$$

Формула (21.8) і є проєкційна теорема.

На рис. 21.2 показано співвідношення між значеннями прямо-лінійно зростаючого під кутом θ подвійного Фур'є-перетворення об'єктної функції та Фур'є-перетворенням форми хвильової проєкції, зсунутої на кут θ відносно осі x .

Тому в площині k_x і k_y зображена функція $\hat{P}_\theta(\xi)$ в межах кутів від θ до 180° , і за допомогою зворотного подвійного Фур'є-перетворення можна відновити первісну об'єктну функцію $f(x, y)$. У томографії це являє собою базу теорії інверсії.

Якщо припустити, що в околиці об'єкта зміни швидкості незначні, то дифракцію можна не враховувати. Тоді об'єктна функція дорівнює

$$f(x, y) = \frac{1}{v(x, y)} , \quad (21.9)$$

де $v(x, y)$ – швидкість розповсюдження сейсмічної хвилі. Отже,

інтеграл $\hat{P}_\theta(\xi)$ від $\frac{1}{v(x, y)}$ уздовж сейсмічного променя визна-

чає час розповсюдження сейсмічної хвилі T .

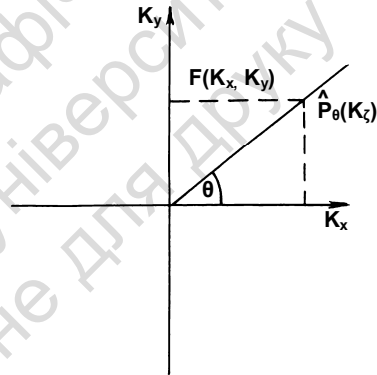


Рис. 21.2. Геометричні співвідношення між $\hat{P}_\theta(\xi)$ і $F(k_x, k_y)$ у частотній системі координат

Радон показав, якщо можна визначити всі лінійні інтеграли

$$\int f(s)ds \quad (21.10)$$

від деякої невідомої величини $f(s)$ уздовж шляхів, що проходять через обмежену область її визначення, то можна встановити значення цієї величини.

Час розповсюдження коливань від джерела до сейсмоприймача визначається інтегралом

$$T = \int \frac{ds}{v(x, y)}. \quad (21.11)$$

Згідно з результатами Радона, якщо необхідно виміряти час уздовж шляхів, що з'єднують джерела і приймачі, то можна відновити поле повільності, а отже, і поле швидкостей.

Але в сейсмічній томографії джерела і приймачі сейсмічних коливань не можуть бути розташовані довільним чином. Отже, виникає проблема, яка зводиться до того, що за існуючих систем спостережень у сейсмоакустиці можна відновити об'єднану функцію для обмежених значень кута θ . У випадку пошарового вертикального зондування кут θ буде знаходитись у межах $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3}{2}\pi$, а в горизонтальній томографії – $0 < \theta < \pi$. Для повного відновлення функції повільності необхідно, щоб інтервал змін величини θ дорівнював π . У реальних умовах задовольнити ці умови неможливо. Тому реально інверсію здійснюють за певних обмежень.

21.2. МЕТОДИ ВІДНОВЛЕННЯ РОЗПОДІЛУ ВЕЛИЧИН, ЗВОРОТНИХ ШВИДКОСТЯМ (ПОВЕРХНІ РЕФРАКЦІЇ)

Проблему знаходження в сейсмотомографії величин, зворотних швидкостям (поверхні рефракції) через об'єктну функцію за умови, що визначено час розповсюдження хвилі, можна розв'язати, якщо розглянути область частот у проміжку, де здійснюється Фур'є-перетворення об'єктної функції.

Щодо підходів, які застосовуються при відновленні об'єктної функції через різні обмеження, такі як обмежений інтервал вибірки даних, обмеження на можливі напрямки проєкцій та інші, – розроблено різні способи інтерполяції об'єктної функції в області подвійного Фур'є-перетворення, яку видно лише частково.

Основні інверсії можна поділити на три типи:

- 1) метод зворотних проєкцій за допомогою фільтрації;
- 2) метод Фур'є-перетворень;
- 3) метод алгебраїчних ітерацій.

21.2.1. Метод зворотних проєкцій за допомогою фільтрації

Метод зворотних відфільтрованих проєкцій є методом відновлення об'єктної функції за формою хвильової проєкції. Розглянемо, яким чином можна одержати об'єктну функцію $f(x, y)$. Для цього виконаємо зворотне Фур'є-перетворення над функцією $F(k_x, k_y)$

$$f(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (21.12)$$

де $k_x = k_\xi \cos \theta$, $k_y = k_\xi \sin \theta$,. Якщо взяти область зміни значень k_ξ, θ , як $|k_\xi| \leq W, 0 \leq \theta \leq \pi$ то одержимо

$$f(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_0^\pi d\theta \int_{-\omega}^\omega F(k_\xi \cos \theta, k_\xi \sin \theta) |k_\xi| e^{-ik_\xi (x \cos \theta + y \sin \theta)} dk_\xi. \quad (21.13)$$

Відносно рівняння (21.8) кінцевий вираз для функції $f(x, y)$ можна написати в такому вигляді:

$$f(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_0^\pi d\theta \int_{-\omega}^\omega \hat{P}_\theta(k_\xi) |k_\xi| e^{-ik_\xi (x \cos \theta + y \sin \theta)} dk_\xi. \quad (21.14)$$

Щоб зрозуміти роль фільтра в методі зворотних проєкцій, введемо оператор фільтра

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega}^{\omega} |k_{\xi}| e^{-ik_{\xi}t} dk_{\xi}, \quad (21.15)$$

а об'єктну функцію перепишемо так:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} Q_{\theta}(x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta, \quad (21.16)$$

причому

$$Q_{\theta}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\theta}(\xi) h(t - \xi) d\xi. \quad (21.17)$$

Таким чином, об'єктну функцію можна шукати через проєціювання функції $Q_{\theta}(t)$, яку одержують у результаті інтегрування добутку хвильової проєкції $P_{\theta}(\xi)$ і фільтрувального множника $h(t)$.

21.2.2. Метод Фур'є-перетворень

Метод Фур'є-перетворень базується на формулі (21.8). За допомогою Фур'є-перетворення спостереженої форми хвильової проєкції, здійснюється подвійне Фур'є-перетворення об'єктної функції, а на останній стадії через зворотне подвійне Фур'є-перетворення одержаної функції відновлюється початковий вигляд об'єктної функції. У цьому методі, де об'єктну функцію відшуковують за допомогою зворотних Фур'є-перетворень, існує проблема з інтерполяцією Фур'є-області. Для цього необхідно вводити граничні умови для одержання всієї області значень Фур'є-образів функцій. Основні похибки, які призводять до розбіжності при інтерполяції, зводяться до похибок в оцінці граничної частоти при заданому інтервалі вибірки та інтерполяційної похибки в області полюсів і в циклічних точках.

21.2.3. Метод алгебраїчного відновлення

У методі алгебраїчного відновлення реконструкція розподілу швидкостей здійснюється за допомогою приведення методом найменших квадратів часу розповсюдження (інтеграла від величини сповільнення), який береться з моделі з прямолінійним розповсюдженням хвилі, до експериментальних значень часу розповсюдження хвилі й групування різниць у розподілі швидкостей розповсюдження хвилі в геологічному середовищі. Траєкторії розповсюдження сейсмічних хвиль L_1 і L_2 (рис. 21.3) вважаються відомими із заданої моделі хвильового процесу.

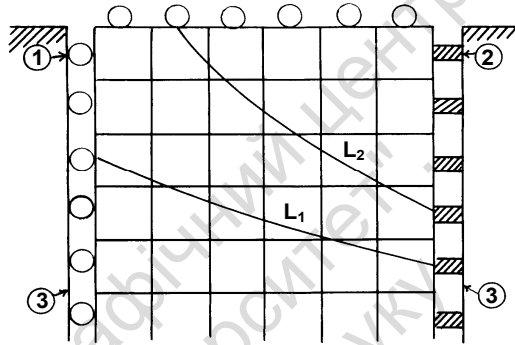


Рис. 21.3. Схема розповсюдження сейсмічних хвиль у пошаровій вертикальній і горизонтальній сейсмічній томографії: L_1 – траєкторія хвилі в горизонтальній сейсмічній томографії; L_2 – траєкторія хвилі в пошаровій вертикальній сейсмічній томографії. 1 – джерела сейсмічних коливань; 2 – приймачі сейсмічних коливань; 3 – стінки свердловин

Для знаходження величин, зворотних швидкостям, спочатку знаходять початкове наближення величин швидкостей, а потім за допомогою моделі розповсюдження хвильового процесу знаходять час розповсюдження хвиль методом ітерацій. Ітераційну систему лінійних рівнянь одержують шляхом поділу простору на M секцій, а величину сповільнення в кожній секції позначають як x_i ($1 \leq i \leq M$). Кількість траєкторій променю, що спостерігаються через N і час розповсюдження хвилі вздовж

кожного із променів позначають як y_k ($1 \leq k \leq N$). Тоді співвідношення між y_k і x_i у матричній формі можна записати так:

$$Y = AX, \quad (21.18)$$

де $Y = (y_1, y_2, \dots, y_N)^t$, $X = (x_1, x_2, \dots, x_M)^t$; t – операція транспонування

$$A = \begin{pmatrix} \Delta a_{11} & \Delta a_{12} & \dots & \Delta a_{1M} \\ \Delta a_{21} & \Delta a_{22} & \dots & \Delta a_{2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Delta a_{N_1} & \Delta a_{N_2} & \dots & \Delta a_{NM} \end{pmatrix}. \quad (21.19)$$

Таким чином, $\Delta\alpha_{ki}$ є величиною, яка чисельно дорівнює відрізку k -ї траєкторії променю, що спостерігається в i -й секції. Матриця A обирається з моделі розповсюдження хвильового процесу і не обов'язково з моделі прямолінійного розповсюдження хвилі. Найбільш поширений алгоритм алгебраїчного відновлення полягає в тому, що величина сповільнення обирається з умови мінімуму суми квадратів різниць між спостереженими y_k і розрахованими \hat{y}_k величинами.

21.3. ДИФРАКЦІЙНА СЕЙСМІЧНА ТОМОГРАФІЯ

Явище дифракції хвильового процесу в товщі земних надр є не що інше, як розсіювання пружної хвилі на неоднорідностях, які відрізняються від навколишнього геологічного середовища швидкостями розповсюдження хвиль. Це призводить до зміни напрямку траєкторії сейсмічного променю і розсіювання хвиль. Основні принципи дифракційної томографії дуже прості, але їхня простота нейтралізується складністю математичного апарату. Для ілюстрації цих принципів скористаємося спрощеним підходом.

Припустимо, що на об'єкт, розташований в однорідному нескінченному середовищі, падає плоска хвиля (рис. 21.4). Вважатимемо, що пункт реєстрації розсіяних хвиль розташований від об'єкта на достатньо великій відстані так, що розсіяна об'єктом хвиля може розглядатися в точці прийому як плоска хвиля. Необхідно встановити залежність між полем розсіювання і спектром об'єкта. Для спрощення розглянемо випадок акустичного хвильового рівняння з постійною щільністю. Об'єкт будемо характеризувати розподілом швидкості $v(\vec{r})$, де \vec{r} – вектор, який описує розташування. Швидкість у навколишньому середовищі дорівнює v_0 .

Хвильове рівняння у випадку середовища без джерел має такий вигляд:

$$\nabla^2 u(\vec{r}) + \frac{\omega^2}{v^2(\vec{r})} u(\vec{r}) = 0, \quad (21.20)$$

де $u(\vec{r})$ – скалярна характеристика поля, наприклад тиск; ω – частота; ∇^2 – оператор Лапласа.

Введемо функцію об'єкта у вигляді

$$O(\vec{r}) = 1 - \frac{v_0^2}{v^2(\vec{r})} \quad (21.21)$$

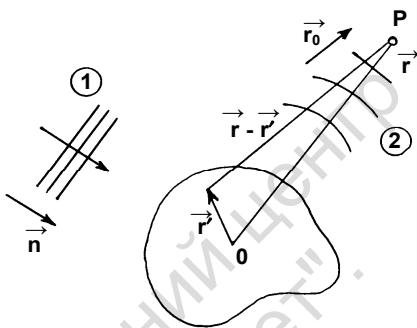


Рис. 21.4. Геометрія основного експерименту дифракційної томографії – розсіювання об'єктом плоскої монохроматичної хвилі:

1 – плоска хвиля, що падає на об'єкт досліджень; 2 – хвиля, розсіяна об'єктом досліджень; P – пункт реєстрації хвилі

і підставимо її в рівняння (21.21), тоді одержимо

$$\nabla^2 u(\vec{r}) + k^2 u(\vec{r}) = k^2 O(\vec{r}) u(\vec{r}), \quad (21.22)$$

де $k = \frac{\omega}{v_0}$ – хвильове число поля в навколишньому середовищі.

Покладемо

$$u(\vec{r}) = u^0(\vec{r}) + U(\vec{r}), \quad (21.23)$$

де $u^0(\vec{r})$ – амплітуда падаючої хвилі, а $U(\vec{r})$ – амплітуда розсіяної хвилі на поверхні об'єкта.

Підставимо (21.23) в рівняння (21.22) і одержимо

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = k^2 O(\vec{r}) u(\vec{r}). \quad (21.24)$$

Якщо відома функція Гріна $G(|r - r'|)$ для вільного простору, то за допомогою рівняння (21.22) можна знайти $U(r)$

$$U(\vec{r}) = - \int_V k^2 O(\vec{r}') u(\vec{r}') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}', \quad (21.25)$$

де інтегрування здійснюється по всьому об'єму об'єкта. Якщо припустити, що об'єкт є слабо неоднорідним, то в цьому випадку можна скористатися наближенням Борна ($u \approx u^0$) і замість рівності (21.23) написати таку рівність:

$$U(\vec{r}) = - \int_V k^2 O(\vec{r}') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) u^0(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (21.26)$$

У нашому випадку падаюча хвиля є плоскою і для неї можна написати

$$u^0(\vec{r}') = e^{ik\vec{n}\vec{r}'}, \quad (21.27)$$

де \vec{n} – одиничний вектор хвильової нормалі.

Функцію Гріна для вільного простору можна записати так:

$$G(|\vec{r} - \vec{r}'|) = e^{ikR/R}, \quad (21.28)$$

де $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$.

Оскільки приймач розташований на достатньо великій відстані від об'єкта, природно скористатися для функції Гріна наближенням Фраунгофера, тобто покласти, що

$$G(|\vec{r} - \vec{r}'|) \approx \frac{e^{ik(\vec{r}-\vec{r}'\cdot\vec{r}_0)}}{\vec{r}}, \quad (21.29)$$

де \vec{r}_0 – одиничний вектор в напрямку \vec{r} .

Підставимо (21.25) і (21.27) в рівняння (21.24) і одержимо

$$U(\vec{r}) = -\frac{e^{ik\vec{r}}}{\vec{r}} \int_V k^2 O(\vec{r}') e^{-ik(\vec{r}_0-\vec{n})\cdot\vec{r}'} d\vec{r}'. \quad (21.30)$$

Як очевидно із (21.28), інтеграл (21.30) являє собою тривимірне перетворення Фур'є. Якщо позначимо

$$U_{pl}(\vec{r}) = U(\vec{r}) \vec{r} e^{-ik\vec{r}}, \quad (21.31)$$

то побачимо, що вираз (21.31) являє собою характеристику розсіяної плоскої хвилі. Ураховуючи (21.30), можна одержати

$$U_{pl}(\vec{r}) = -k^2 \tilde{O}[k(\vec{r}_0 - \vec{n})], \quad (21.32)$$

де \tilde{O} – тривимірне перетворення функції об'єкта $O(\vec{r})$. Формула (21.32) є фундаментальним співвідношенням дифракційної томографії й має важливе значення при створенні голографічного зображення об'єкта. Це рівняння пов'язує характеристики розсіяної плоскої хвилі $U_{pl}(\vec{r}) = -k^2 \tilde{O}[k(\vec{r}_0 - \vec{n})]$, де \vec{n} – одиничний хвильовий вектор падаючої хвилі, а \vec{r}_0 – напрямок розсіювання зі спектральною щільністю функції об'єкта $\tilde{O}(\vec{k})$ на тривимірній просторовій частоті $\vec{k} = k(\vec{r}_0 - \vec{n})$.

Зауважимо, що це просте співвідношення справедливе тільки в умовах борновської апроксимації.

Формула (21.32) показує, що характеристика розсіювання плоскої хвилі на об'єкті за заданого кута розсіювання пов'язана з тривимірним спектром об'єкта лише в одній точці з області

просторових частот, а саме в точці $\vec{k} = k(\vec{r} - \vec{n})$; водночас у просторовій області вона пов'язана з усіма точками об'єкта. При невиконанні умов апроксимації Борна така проста залежність порушується.

Тривимірне перетворення Фур'є-об'єкта дає його подання у вигляді суперпозиції синусоїдальних одновимірних носіїв з різними періодами і в різних напрямках. Відповідно рівність (21.32) означає, що один основний експеримент із розсіювання може дозволити виявити лише одну синусоїдальну одновимірну компоненту об'єкта.

21.4. ЗАСТОСУВАННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ СЕЙСМОАКУСТИЧНОЇ ТОМОГРАФІЇ

Розглянемо можливості дифракційної сейсмічної томографії у MBX (метод відбитих хвиль) і ВСП, обмежуючись двовимірним випадком, тобто випадком, коли $O(\vec{r}) = O(x, z)$. Узагальнення результатів на тривимірний випадок очевидне. Припустимо, що точкові джерела (тобто лінійні джерела в тривимірному просторі) розташовані вздовж лінії, а точкові приймачі – теж уздовж лінії (рис. 21.5). Позначимо відстані від початку системи координат по нормалі до лінії джерел d_s і до лінії приймачів d_g . Хвильове поле \vec{u}^0 , яке падає на об'єкт, збігатиметься з полем точкового джерела $G(\vec{r}, \vec{r}_s)$, де \vec{r} – вектор положення точок на об'єкті, а \vec{r}_s – вектор положення точкового джерела у фіксованій системі координат.

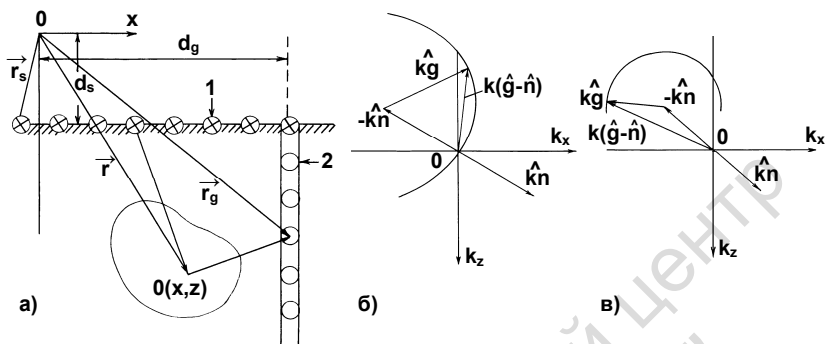


Рис. 21.5. Геометрія розташування сейсмічних джерел і сейсмічних приймачів у методі відбитих хвиль і методі вертикального сейсмічного профілювання: а) \vec{r} – вектор положення точки $O(x,z)$ на об'єкті; \vec{r}_s, \vec{r}_g – вектори положення джерел і сейсморприймачів; d_s, d_g – відстані по нормалі від початку координат до лінії розташування джерел і приймачів; 1– джерела, 2 – приймачі; б) хвилі, відбиті від поверхні: за заданого напрямку падіння хвилі \vec{i} , інформаційне забезпечення спектральної області, яке відповідає всім напрямкам розсіювання у верхньому півпросторі, має форму півкола; в) ВСП: забезпечення спектральної інформації за заданого напрямку падіння характеризується півколом, оберненим опуклістю у бік свердловини

Тоді зі співвідношення (21.26) одержимо

$$U(\vec{r}_g, \vec{r}_s) = -k^2 \int_v O(r) G(\vec{r}, \vec{r}_s) G(\vec{r}_g, \vec{r}) d\vec{r}. \quad (21.33)$$

Застосуємо перетворення Фур'є до рівності (21.33) як уздовж лінії джерел, так і вздовж лінії приймачів, тоді одержимо

$$\tilde{U}(\vec{k}_g, \vec{k}_s) = -k^2 \int_v O(\vec{r}) \tilde{G}(\vec{k}_s, \vec{r}) \tilde{G}(\vec{k}_g, \vec{r}) d\vec{r}, \quad (21.34)$$

$$\tilde{G}(\vec{k}_g, \vec{r}) = \frac{i}{2\gamma_g} e^{i\gamma_g d_g} e^{-i\vec{k}_g \cdot \vec{r}}; \quad (21.35)$$

$$\tilde{G}(\vec{k}_s, \vec{r}) = \frac{i}{2\gamma_s} e^{i\gamma_s d_s} e^{-i\vec{k}_s \cdot \vec{r}}; \quad (21.36)$$

$$\gamma_g = \sqrt{k^2 - k_g^2}; \quad (21.37)$$

$$\gamma_s = \sqrt{k^2 - k_s^2}; \quad (21.38)$$

де $\tilde{U}(\vec{k}_g, \vec{k}_s)$ – подвійне перетворення Фур'є поля розсіювання по лінії джерел і лінії приймачів; \vec{k}_g, \vec{k}_s – хвильові числа вздовж ліній приймачів і джерел; γ_g, γ_s – відповідні перпендикулярні хвильові числа; $\tilde{G}(\vec{k}_s, \vec{r}), \tilde{G}(\vec{k}_g, \vec{r})$ – Фур'є-перетворення функції Гріна точкового джерела і функції Гріна вільного простору; \hat{g}, \hat{s} – одиничні вектори напрямку розповсюдження плоских хвиль відносно лінії приймачів і лінії джерел відповідно.

Підставимо вирази (21.35) і (21.36) у формулу (21.34), тоді одержимо

$$\tilde{U}(\vec{k}_g, \vec{k}_s) = \frac{k^2}{4\gamma_g \gamma_s} e^{i(\gamma_g d_g + \gamma_s d_s)} \int_v O(\vec{r}) e^{-ik(\hat{g}-\hat{n})\vec{r}} d\vec{r}, \quad (21.39)$$

де $\hat{n} = -\hat{s}$ – одиничний вектор у напрямку падіння хвилі від джерела до об'єкта, $U(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$ – поле розсіювання, зареєстроване в точці \vec{r}_g , за умови, що джерело розташовано в точці \vec{r}_s ; $O(\vec{r})$ – функція об'єкта, яка визначається співвідношенням (21.21); $G(\vec{r}_g, \vec{r})$ – функція Гріна для вільного простору.

Інтегрування у формулі (21.39) за формою аналогічне двовимірному перетворенню Фур'є. Ураховуючи це, рівняння (21.39) можна переписати таким чином:

$$4\gamma_g \gamma_s U(\vec{k}_g, \vec{k}_s) e^{-i(\gamma_g d_g + \gamma_s d_s)} = k^2 \tilde{O}[k(\hat{g}-\hat{n})], \quad (21.40)$$

де $\tilde{O}(K)$ – двовимірне перетворення Фур'є-функції.

Рівняння (21.40) – фундаментальне співвідношення дифракційної сейсмічної томографії, у лівій частині якого подана характеристика розсіювання плоскої хвилі (або кутовий спектр розсіювання), а в правій – спектр об'єкта.

Рівняння (21.40) можна узагальнити на випадок *апроксимації Ритова*, якщо замість рівняння (21.33) взяти

$$\Phi(\vec{r}_g, \vec{r}_s) = G(\vec{r}_g, \vec{r}_s) \Delta\Psi(\vec{r}_g, \vec{r}_s) = -k^2 \int_{\mathcal{V}} O(\vec{r}) G(\vec{r}, \vec{r}_s) G(\vec{r}_g, \vec{r}) d\vec{r}, \quad (21.41)$$

де $G(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$ – первинне поле, що падає на сеймоприймач, розташований у точці \vec{r}_g , від точки джерела, розташованого в точці \vec{r}_s ; $\Delta\Psi(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$ – комплексна різниця фаз між сумарним полем $u(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$ і первинним полем $u^0(\vec{r}_g, \vec{r}_s) = G(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$, яке визначається рівнянням

$$\frac{u(\vec{r}_g, \vec{r}_s)}{u^0(\vec{r}_g, \vec{r}_s)} = \frac{e^{\Psi(\vec{r}_g, \vec{r}_s)}}{e^{\Psi_0(\vec{r}_g, \vec{r}_s)}} = e^{\Delta\Psi(\vec{r}_g, \vec{r}_s)}. \quad (21.42)$$

Тому для випадку апроксимації Ритова замість рівності (21.38) одержуємо фундаментальне співвідношення такого вигляду:

$$4\gamma_g \gamma_s \tilde{\Phi}(\vec{k}_g, \vec{k}_s) e^{-i(\gamma_g d_g + \gamma_s d_s)} = k^2 \tilde{O}[k(\vec{g} - \vec{n})], \quad (21.43)$$

де $\tilde{\Phi}(\vec{k}_g, \vec{k}_s)$ – подвійне перетворення функції $\Phi(\vec{r}_g, \vec{r}_s)$, яке визначається співвідношенням

$$\tilde{\Phi}(\vec{k}_g, \vec{k}_s) = G(\vec{r}_g, \vec{r}_s) \Delta\Psi(\vec{r}_g, \vec{r}_s) = G(\vec{r}_g, \vec{r}_s) \ln \left[u(\vec{r}_g, \vec{r}_s) / G(\vec{r}_g, \vec{r}_s) \right]. \quad (21.44)$$

Співвідношення (21.43) аналогічне (21.40) і відрізняється лише тим, що замість $\tilde{U}(\vec{k}_g, \vec{k}_s)$ у ньому фігурує $\tilde{\Phi}(\vec{k}_g, \vec{k}_s)$. Якщо визначена функція $\tilde{O}(\vec{k})$ для всіх \vec{k} із результатів вимірювання поля розсіювання, то, у принципі, можна відновити $O(\vec{r})$ однозначно. Але через обмеження при польових сейсмічних спостереженнях можна одержати лише деяку частину необхідної інформації про спектр об'єкта $\tilde{O}(\vec{k})$, тому точно відновити функцію $O(\vec{r})$ не вдається.

21.5. ПРОФІЛЮВАННЯ МЕТОДОМ ВІДБИТИХ ВІД ПОВЕРХНІ ОБ'ЄКТА ХВИЛЬ (ВПХ)

У цьому випадку і лінія джерел, і лінія приймачів розташовані на поверхні землі. Напрямок розсіювання \hat{g} зв'язаний з k_g і γ_g таким чином:

$$k_g = \bar{k} \cos\varphi, \gamma_g = \bar{k} \sin\varphi, \quad (21.45)$$

де φ – кут між вектором \hat{g} і лінією, по якій розташовані сейсмоприймачі.

Відповідно

$$k_s = \bar{k} \cos\theta, \gamma_s = \bar{k} \sin\theta, \quad (21.46)$$

де θ – кут між напрямком падіння хвилі \hat{n} і лінією, уздовж якої розташовані сейсмічні джерела.

У результаті для кожної пари (\hat{n}, \hat{g}_s) , тобто одного елемента матриці розсіювання $\tilde{U}(\bar{k}_g, \bar{k}_s)$, можна одержати лише значення спектральної щільності об'єкта тільки для одного відліку просторової частоти $K = k(\hat{g} - \hat{n})$. За заданого кута падіння хвилі \hat{n} дані, які відповідають усім кутам розсіювання, містять інформацію, яку можна охарактеризувати у спектральній області півколом. Це півколо звернено своєю опуклістю до лінії, на якій розташовані сейсмоприймачі.

Запитання для самоконтролю

1. Що вивчає сейсмічна томографія?
2. Опишіть теорему Радона.
3. Які завдання вирішує метод зворотних проєкцій?
4. Що являють собою методи Фур'є-перетворень та алгебраїчного відновлення?
5. Які завдання вирішує дифракційна сейсмічна томографія?
6. Де застосовується дифракційна сейсмоакустична томографія?
7. Опишіть процес профілювання методом відбитих від поверхні об'єкта хвиль.

ПОДАЛЬШІ ПЕРСПЕКТИВИ РОЗВИТКУ МЕТОДУ

Сейсмометрія – геофізичний метод, який має значні перспективи подальшого розвитку, що направлені на всебічне вивчення геологічного середовища. У даному підручнику висвітлено лише узагальнені базові поняття променевої сейсморозвідки, основ обробки сейсморозвідувальної інформації, інтерпретації, AVO-аналізу та сейсмічної інверсії.

На жаль, у даній роботі неможливо охопити багато важливих у науковому та прикладному аспектах питань, а саме: методів вертикального сейсмічного профілювання, польових широкоазимутальних і повноазимутальних систем 3D спостережень, сучасних алгоритмів побудови зображень геологічного середовища за сейсмічними даними, прогнозування характеристик геологічного розрізу.

Розвиток сейсмічних методів автори пов'язують з дослідженням сейсмічної анізотропії в умовах низькосиметричних середовищ (типу триклінних), вивченням параметрів нелінійної сейсморозвідки для побудови складно побудованих багатокомпонентних моделей геологічних середовищ.

Важливим аспектом подальшого розвитку сейсмометрії є розробка методів сейсмічної томографії для вирішення завдань оцінки швидкісних характеристик геологічного розрізу та комплексування сейсморозвідувальних методів з іншими методами геофізичних досліджень: гравіметрії, електрометрії та з даними геофізичних досліджень у свердловинах.

Фактично, кожен із описаних вище напрямів заслуговує мінімум на один окремих підручник.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Аки К*, Количественная сейсмология. Т. 1. Теория и методы / К. Аки, П. Ричардс . – М. : Мир, 1983.
2. *Александров К. С.* Анизотропия упругих свойств минералов в горных породах / К. С. Александров, Г. Т. Продайвода. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2000.
3. *Бат М.* Спектральный анализ в геофизике / М. Бат. – М. : Недра, 1980.
4. *Берзон И. С.* Сейсмическая разведка вертикально-слоистых сред фундамента / И. С. Берзон. – М. : Недра, 1977.
5. Вибрационная сейсморазведка / под. ред. М. Б. Шнейерсона. – М. : Недра, 1990.
6. *Вижва С. А.* АВО-аналіз та інверсія сейсмічних даних / С. А. Вижва, Г. Т. Продайвода, П. М. Кузьменко. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2014.
7. *Гогоненков Г. Н.* Изучение детального строения осадочных толщ сейсморазведкой / Г. Н. Гогоненков. – М. : Недра, 1987.
8. *Гальперин В. Н.* Вертикальное сейсмическое профилирование / В. Н. Гальперин. – М. : Недра, 1982.
9. *Гольдин С. В.* Интерпретация данных сейсмического метода отраженных волн / С. В. Гольдин . – М. : Недра, 1979.
10. *Гурвич И. И.* Сейсмическая разведка / И. И. Гурвич , Г. Н. Боганик . – М. : Недра, 1980.
11. *Клаербоут Д. Ф.* Теоретические основы обработки геофизической информации / Д. Ф. Клаербоут. – М. : Недра, 1981.
12. *Клаербоут Д. Ф.* Сейсмическое изображение земных недр / Д. Ф. Клаербоут. – М. : Недра, 1989.
13. *Козлов Е. А.* Миграционные преобразования в сейсморазведке / Е. А. Козлов. – М. : Недра, 1986.

14. *Козлов Е. А.* Модели среды в разведочной сейсмологии / Е. А. Козлов. – Тверь : Изд. ГЕРС, 2006.

15. *Воскресенский Ю. Н.* Изучение изменений амплитуд сейсмических отражений для поисков и разведки залежей углеводородов / Ю. Н. Воскресенский. – М. : Изд-во РГУ нефти и газа, 2001.

16. *Мак-Куиллин Р.* Введение в сейсмическую интерпретацию / Р. Мак-Куиллин, М. Бекон, У. Барклай. – М. : Недра, 1985.

17. *Марков Н. Г.* Автоматизированные системы сбора и регистрации сейсмической информации / Н. Г. Марков. – М. : Недра, 1992.

18. *Мешбей В. И.* Методика многократных перекрытий в сейсморазведке / В. И. Мешбей. – М. : Недра, 1985.

19. *Потапов О. А.* Технология полевых сейсмических работ / Потапов О. А. – М. : Недра, 1987.

20. *Продайвода Г. Т.* Основы сейсмоакустики / Г. Т. Продайвода. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2001.

21. *Продайвода Г. Т.* Акустика текстур гірських порід / Г. Т. Продайвода. – К. : ВГЛ "Обрії", 2004.

22. *Пузырев Н. Н.* Временные поля отраженных волн и метод эффективных параметров / Н. Н. Пузырев. – Новосибирск : Наука, 1979.

23. *Ризниченко Ю. В.* Сейсмическая разведка слоистых сред / Ю. В. Ризниченко. – М. : Недра, 1985.

24. *Робинсон Э. А.* Метод миграции в сейсморазведке / Э. А. Робинсон. – М. : Недра, 1988.

25. Сейсмическая томография. – М. : Недра, 1990.

26. *Сильвия М. Т.* Обратная фильтрация геофизических временных рядов при разведке на нефть и газ / М. Т. Сильвия, Э. А. Робинсон. – М. : Недра, 1983.

27. *Тимошин Ю. В.* Сейсмическая голография сложно-построенных сред / Ю. В. Тимошин, С. А. Бирдус, В. В. Мерший. – М. : Недра, 1989.

28. *Тимошин Ю. В.* Теорія обробки геофізичної інформації / Ю. В. Тимошин, Г. Д. Лісний. – К. : Вища шк., 1994.

29. *Трипольский А. А.* Литосфера докембрийских щитов северного полушария Земли по сейсмическим данным

/ А. А. Трипольский, Н. В. Шаров. – Петрозаводск : Карельский НЦ РАН, 2004.

30. Уотерс К. Отражательная сейсмология. Метод отраженных волн для поисков нефти и газа / К. Уотерс . – М. : Мир, 1981.

31. Урупов А. К. Определение и интерпретация скоростей в методе отраженных волн / А. К. Урупов, А. Н. Левин. – М. : Недра, 1985.

32. Хаттон Л. Обработка сейсмических данных. Теория и практика / Л. Хаттон, М. Уэрдингтон, Дж. Мейкин. – М. : Мир, 1989.

33. Шерифф Р. Сейсморазведка / Р. Шерифф, Л. Гелдарт. – М. : Мир, 1987. – Т. 1, 2.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

А	Б
AVO-інверсія.375, 398	бін..... 184
автоматизована система	блок керування
обробки сейсмічних даних	системою SCM 159
(АСОСД)..... 313	блок фільтрації й АРП
акустична жорсткість 44	(блок ФАРП)..... 144
акустичний каротаж	блок-схема типової цифрової
(АК) 221, 226, 267	сейсмозвідувальної
амплітудна спектральна	станції..... 144
щільність..... 274	бумер..... 125
амплітудна	
характеристика 298	В
аналіз швидкостей	введення апріорних
підсумовування 338	статичних поправок 337
апроксимація	введення параметричної
Акі –Річардса..... 371	інформації..... 337
апроксимація Ритова 354	введення польових
апроксимація Шуе 372, 373	сейсмограм 337
	вертикальне сейсмічне
	профілювання (ВСП)..... 52,
	73, 227, 260, 352

вертикальні	годограф хвилі, дифрагованої
годографи..... 225, 227	від точки..... 85
відношення корисний	годографи корисних
взаємні точки..... 74	хвиль.....200, 202
визначальник порядку	градієнтне
(ВП) 147	середовище.....100, 108
відбиті від поверхні об'єкта	гранична точка..... 51
хвилі (ВПХ) 356	гранична
відновлення	швидкість.....220, 251
амплітуд 263, 338	графік коливань хвилі 27
сигнал/завада..... 9, 126	групова кореляція..... 214
вісь синфазності..... 214	групова швидкість 223
властивість локальності..... 32	
водяні гармати 125	
	Д
	двовимірне перетворення
Г	Фур'є..... 354
геометрична шорсткість..... 59	деконволюція305, 338
глибинне сейсмічне	дельта-функція
зондування (ГСЗ) 11, 14,	Дірака269, 272
33,46, 59, 63, 68, 86, 119,	демультиплексний
180, 219, 248, 264, 267	формат..... 300
годограф нормальний..... 210	деформація18, 21, 38, 40
годограф спільної	деформація об'єму 19
глибинної точки 73	дзеркальна завада 139
	динамічна система..... 287

динамічний часовий розріз.....	195
дисипація енергії хвилі	38
дискретизація	
сейсмограм.....	299
дискретна згортка	288
дискретний сигнал.....	276
дискретні спостереження (сейсмозондування)	174
дифракційна сейсмічна томографія	349
дослідження при широких кутах спостереження	47
Е	
електростатичний сейсмічний пристрій для друку (ЕСДП)	146
емпіричний спосіб визначення V_{ef}	235
ефект екранування.....	53
ефект проникнення I роду.....	96
ефект проникнення II роду.....	96,118

ефективна швидкість.....	222, 229,327
З	
завада	69, 124, 127, 141, 171,190, 195, 200
задній фронт.....	26
закон Гука	21, 35
закон Снелліуса	42
закритичні відбиття.....	46
заломлююча межа.....	50
зворотна динамічна задача	196
зворотна задача.....	196
зворотна кінематична задача	196
зворотна фільтрація.....	305
зворотнедискретне перетворення Фур'є.....	280
зворотне моделювання.....	258
зворотне перетворення Фур'є	274
згортка	276, 304
зона відсутності головної хвилі	88

зона малих швидкостей (ЗМШ).....	69, 124, 171, 189, 204	квaziанізотропне середовище	56
зона перших вступів	106	квaziпоздовжна хвиля.....	37
зона Френеля.....	32	квaziпоперечна хвиля	37
зустрічні годографи.....	75	кінематичний часовий розріз	200
		кінематичні поправки	200, 209
I		класи AVO-аномалій.....	386
ідеально пружні гірські породи.....	18	коефіцієнт кореляції.....	303
ізохрона	70	коефіцієнт Пуассона.....	20
інтеграл Дюамеля	276	конволюція.....	304
інтегральні способи міграції.....	309	конгруенція променів.....	71
інтервальна швидкість.....	221, 327	консоль оператора (OCM).....	158
інтерференційна система.....	190	конструктивна інтерференція	55
		коректор-суматор (CSM)	160
K		корекція кінематичних поправок.....	212
каналу зв'язку (KЗ).....	153	корекція статичних поправок.....	339
каузальна дискретна система.....	288		
каустика.....	58		

кореляційний метод
 заломлених хвиль
 (КМЗХ)..... 11,13, 188
 кореляція хвилі.... 199, 202, 204
 корисний сигнал..... 9, 125, 190
 корисні хвилі..... 127, 171
 кратні хвилі 56
 критерій Пейлі-Вінера..... 299
 критична точка..... 51
 критичне згасання СП..... 133
 критичний
 кут.....46, 88, 105, 108
 крок квантування..... 137, 144

Л

лінійна система 287
 лінійний годограф
 відбитої хвилі 83
 лінійний інтерференційний
 модуль (LIM) 159
 лінійний позовжній
 годограф..... 79
 лінійні групи СП..... 192
 лінія фокусування..... 58
 луна-глибина 84, 86

М

магнітний
 реєстратор (MP) 143
 MBX–MCCT..... 13
 MBX–CCT 264
 мертва зона
 головної хвилі..... 88
 метод алгебраїчного
 відновлення 348
 метод відбитих
 хвиль (MBX)..... 9,15,
 65, 124, 171, 188, 191, 200,
 236, 352
 метод дифракційного
 підсумування 309
 метод заломлених
 хвиль (МЗХ)9, 11, 16,
 119, 171, 173, 187, 191
 метод зворотних
 відфільтрованих
 проєкцій 346
 метод Монте-Карло 197
 метод прохідних хвиль..... 171
 метод спільної серединної

точки (МССТ)	12, 15, 33, 65, 173, 176, 187, 194, 199, 211, 216	модуль поперечного стиснення	20
метод спроб		модуль поперечного стиснення	20
та помилок	197	модуль Юнга	20
метод		монотипна хвиля.....	43, 57
Фур'є-перетворень.....	347	мультиплексний формат.....	300
методика широкого профілю (ШП)	185	мультиплексування сейсмограм	299
МЗХ–ССТ.....	188	мьютінг	303, 316, 319, 338
миттєве автоматичне регулювання підсилення (МАРП)	143	Н	
міграційне перетворення	307	наганяючі годографи.....	75, 95
міграція.....	257, 299, 307, 316, 321, 323, 340	напруга	18
міграція по Кірхгофу.....	340	напруга зсуву	18
міграція часового розрізу	340	неперервне профілювання.....	174
мінімально-фазова лінійна система.....	296	неповна міграція	339
модуль дисипації енергії.....	39	непоздовжній годограф.....	80
модуль зсуву	22	нормальна напруга	18

О	
об'ємні хвилі.....	51
обмінна хвиля	43, 57
однорідне анізотропне	
пружне середовище	35
однорідне ізотропне	
середовище	35
оперативно-запам'ятовуючий	
пристрій (ОЗП).....	146
основна обробка.....	202
основний	
підсилювач (ОП)	143
П	
пакети прикладних	
програм (ППП).....	311
первинна обробка	201
передній фронт	25
передова дельта-сігма	
технологія (ADST)	156
перетворення Гільберта	297
перетворення Лапласа.....	284
перетворення Фур'є	268,
274, 280, 284, 286, 297, 304,	
351, 353	
перетворювач	
аналог-код (ПАК).....	139
підекранна відбита	
хвиля.....	53, 103
пікет (ПК).....	177
пінджер	125
пластова	
швидкість.....	225, 238
плоска однорідна хвиля	28
плоска поздовжня хвиля	28
плоска хвиля	41
площинні групи	
СП.....	189, 192
поверхневий годограф	
відбитої хвилі	82
поверхневі хвилі	51
поверхневі	
хвилі-завади.....	192
поверхня ізохрон	70
поглинання	
хвилі	38, 67, 197, 201
поздовжні хвилі Р	23
позиційна кореляція	214
позірна (переважна)	
довжина хвилі.....	27

позірна (переважна) кругова частота.....	27	початковий промінь головної хвилі.....	51
позірна амплітуда коливань.....	27	принцип взаємності.....	214
позірна переважна частота.....	27	принцип Гюйгенса-Френеля.....	30, 33
позірна швидкість.....	43, 73, 84, 94, 105, 193, 219	принцип симетрії Неймана-Кюрі.....	36
польове електронне обладнання (ПЕО).....	157	принцип Ферма.....	30, 33
польовий модуль (ПМ).....	153, 155	пристрій контролю кіс (ПКК).....	144
польові сейсмограми.....	198	променева діаграма.....	71, 121
попередній підсилювач (ПП).....	143	променева швидкість.....	66, 223
поперечні хвилі S.....	23	променевий метод.....	49
поперечно-ізоτροпне середовище.....	56	променеві діаграми.....	72
поправка за фазу.....	208	промені прямої рефрагованої хвилі.....	115
потрасовий формат.....	300	просторова частота.....	28
почасовий формат.....	300	просторові системи спостережень (3Двимири).....	175
початкова обробка сейсмічних даних.....	201	профіль хвилі.....	26
початкова швидкість.....	219	процедура DMO.....	339
		процедура відновлення підсилення.....	301

сейсморозвідка	системи профілів
двовимірна (2D) 170	(2D виміри) 174
сейсморозвідка	сімейство променів..... 71
тривимірна (3D)	слабка межа..... 45
(об'ємна)..... 170	спакер..... 125
сейсморозвідувальна станція	спектр запізнювання..... 274
"Прогрес-1" 144	спектральна
сейсморозвідувальна станція	характеристика.....290, 297
"Прогрес-2" 147	спектральна
сейсморозвідувальна станція	характеристика
"Прогрес-3" 148	функції 274
сейсморозвідувальна станція	спектральна
"Прогрес-96" 148	щільність.....274, 352
сейсморозвідувальна станція	спеціальна обробка..... 202
"Прогрес-Л" 150	спільна глибинна
сейсморозвідувальні	точка (ССТ)9, 73, 137,
станції..... 141	141, 149, 176, 182, 184, 194,
сейсмостанція типу	223, 231, 236, 239, 301, 304,
I/OSYSTEM 2000 161	307, 321, 328, 338, 339, 342
середня швидкість 64, 226	спільна точка вибуху
система Focus 313, 326, 336	(СТВ).....178, 182, 236
система	спільна точки
ProMAX.....312, 314, 337, 340	приймання (СТП)..... 178
система синхронізації	спосіб t_0245, 252
вибухів (ССВ)..... 147	

тривимірне
перетворення Фур'є..... 352

У

ультразвуковий
каротаж(УЗК) 226
умова фізичної реалізації.. 291

Ф

фазова кореляція..... 213, 216
фазова швидкість..... 222
фіктивна швидкість 223
фільтр високих частот
(ФВЧ) 144
фільтр
дзеркальних завад 139
фільтрація високих
частот (ФВЧ) 141
фільтрація Вінера 306
фільтрація низьких частот
(ФНЧ) 141
фільтрація сейсмічних
записів 268, 273,
302, 304, 338, 346

флангові системи
спостережень..... 175
Флюїд-фактор 378
формула Кірхгофа 29
формула Пуассона 29
фронт хвилі26, 31, 42,
50, 70, 172, 186, 188
функція Гріна350, 354
функція Дірака 269

Х

хвилевід58, 265
хвильова кореляція..... 213
хвильовий опір
середовища 44
хвиля Релея..... 51
хвиля сферична.....26, 28, 81
хвиля-завада94, 171

Ц

центральна електроніка
(ЦЕ) 157
центральні системи
спостережень 175

цифрова сейсморовідувальна станція (ЦСС).....	141, 143	частотна характеристика тонкого шару.....	55
цифрова сейсморовідувальна станція типу "Прогрес"	143	чутливість сейсмоприймача.....	135
цифровий автоматичний регулятор підсилення (ЦАРП).....	143		
цільові горизонти.....	176		

Ч

час пробігу подвійного шляху.....	84
часовий розріз.....	200, 210
часткова міграція.....	321
частота квантування.....	137, 139
частота Найквіста.....	138, 280
частотна фільтрація.....	305

Ш

шарова швидкість.....	65, 224
швидке перетворення Фур'є.....	281, 284
швидкість хвиль.....	219

Я

явище випадання шару.....	106
метод "яскравої" плями.....	359
3D-міграція.....	312
z-перетворення.....	291

Навчальне видання

ПРОДАЙВОДА Г. Т.
КУЗЬМЕНКО П. М.
ТИЩЕНКО А. П.
ТРИПІЛЬСЬКИЙ О. А.

СЕЙСМОМЕТРІЯ

Підручник

Редактор Л. Воронцова

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"



Формат 60x84^{1/16}. Ум. друк. арк. 30,7. Наклад 100. Зам. № 218-8707.
Гарнітура Times New Roman. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № Гл8*.
Підписано до друку 19.06.18

Видавець і виготовлювач
ВПЦ "Київський університет"
б-р Т. Шевченка, 14, м. Київ, 01601,
☎ (044) 239 32 22; (044) 239 31 72; тел./факс (044) 239 31 28
e-mail: vpc_div.chief@univ.net.ua; redaktor@univ.net.ua
http: vpc.univ.kiev.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02