

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТУ ГЕОФІЗИКИ ім. С. І. СУББОТІНА

На правах рукопису

УДК 550.344

Грицай Оксана Дмитрівна

**Визначення механізмів вогнищ місцевих землетрусів на основі
кінематичних і динамічних підходів**

04.00.22 – геофізика

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних
наук

Науковий керівник:

Малицький Дмитро Васильович,
доктор фізико-математичних наук,
професор

Львів – 2016

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1 ПРО ДЖЕРЕЛА СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ	12
РОЗДІЛ 2 МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОШИРЕННЯ СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ В ШАРУВАТОМУ ПІВПРОСТОРИ (ПРЯМА ЗАДАЧА)	20
2.1. Базові співвідношення	20
2.2. Постановка прямої задачі	24
2.3. Розв'язок задачі у випадку джерела представленого через тензор сейсмічного моменту	28
РОЗДІЛ 3 ВИЗНАЧЕННЯ МЕХАНІЗМІВ ВОГНИЩ ЗЕМЛЕТРУСІВ	56
3.1. Механізм вогнища землетрусу та його параметри	56
3.2. Визначення механізмів вогнищ графічним методом	62
3.3. Апробація графічного методу визначення механізмів вогнищ та особливості його застосування	69
3.3.1. Механізми вогнищ землетрусів, що відбулися в Карпатському регіоні України	69
3.3.2. Механізми вогнищ землетрусів в інших сейсмоактивних регіонах (Мальта, Італія, Іспанія, Канада), визначенні графічним методом	87

3.3.3. Визначення механізму вогнища графічним методом для задачі inv2a проекту SIV	113
3. 4. Визначення механізмів вогнищ за даними обмеженої кількості станцій	117
3.4.1. Визначення тензора сейсмічного моменту	118
3.4.2. Визначення механізму вогнища в гіпоцентрі через параметри, які визначено на станції	128
РОЗДІЛ 4 ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РОЗПОДІЛЕНОГО ДЖЕРЕЛА	136
4.1. Визначення вектора посувки для розподіленого джерела	136
4.2. Апробація методики для розподіленого джерела на прикладі задачі inv2a проекту SIV	142
ВИСНОВКИ	149
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	151

ВСТУП

Актуальність теми. Щороку в світі відбувається близько 1 млн. землетрусів різної інтенсивності. Тому вивчення сейсмічності досі залишається актуальною проблемою як в глобальному, так і регіональному масштабі. Щоб краще зрозуміти причини виникнення землетрусу, можливі наслідки і можливість наступних сейсмічних подій у регіоні, необхідно вивчати джерело землетрусу, яке можна розглядати як точкове або розподілене. Актуальність теми дисертаційної роботи пов'язана із потребою пошуку нових підходів для вивчення вогнищ землетрусів в районах із малою сейсмічністю. У цьому аспекті, у даній роботі, розглядається задачі визначення механізму вогнища, що представлене як точкове джерело та визначення параметрів розподіленого джерела, а саме розподілу посувки на площині розриву.

Задача визначення механізму вогнища довгий час розглядалася лише для сильних землетрусів і розв'язувалась практично вручну. З появою потужних комп'ютерів розв'язок даної задачі для землетрусів з магнітудою більше 5 отримують автоматично одразу після події. Для землетрусів меншої сили механізми вогнищ землетрусів визначають, використовуючи різні методи, наприклад метод інверсії хвильових форм. Особливо це стосується регіонів з невисокою сейсмічністю. Таким сейсмічно активним регіоном України є Закарпаття. Магнітуда для подій Карпатського регіону, зазвичай, є менша 3, а кількість сейсмологічних станцій, що реєструють подію, є достатньою лише, щоб визначити координати епіцентру та глибину залягання вогнища землетрусу.

Методи для розв'язання задачі визначення механізмів вогнищ землетрусів представлено в роботах Малицького, Пустовійтенко, Кроніна, Хардебєка, Вебера, Заграніка, Тана, Хелбергера, Лі, Накамура, Наталя, Адамової, Бока та інших. У більшості із них, є необхідно використання даних або з великої кількості станцій, або наявності даних записів поверхневих

хвиль, що робить їх непридатними для визначення механізмів вогнищ слабких землетрусів. Слід зазначити, що запропоновані методи використовують, коли відома швидкісна модель середовища.

Задача визначення параметрів розподіленого джерела є порівняно новою у сейсмології. Для розв'язання даної проблеми розроблено методи, які описано в роботах Малицького, Лапусти, Ампуеро, Галовіча, Маї, Кесера та ін. Для порівняння аналізу різних підходів щодо визначення параметрів як точкового, так і розподіленого джерел запропоновано ряд міжнародних проектів, як, наприклад SIV. Отже, задача визначення механізму вогнища землетрусу є основною проблемою як у випадку точкового, так і розподіленого джерела.

Підходи, які запропоновано у даній дисертаційній роботі, дають змогу вирішити актуальні задачі визначення механізмів вогнищ землетрусів, за допомогою графічного методу (кінематичні підходи) і за обмеженою кількістю станцій (динамічні підходи), а також визначати параметри розподіленого джерела.

Зв'язок роботи з науковими програмами, темами. Робота виконувалась відповідно до планів наукових досліджень Карпатського відділення Інституту геофізики ім. С.І. Субботтіна НАН України, у відділі сеймотектонічних досліджень у рамках таких тем:

1. «Математичне моделювання та експериментальні дослідження пружних полів у земній корі Українських Карпат» (2011-2015 рр. № держреєстрації 0111U000028). Розглянуто методу побудови хвильового поля на вільній поверхні неоднорідного шаруватого середовища з використанням матричного методу. Розвинуто методу визначення механізмів вогнищ землетрусу графічним методом. Визначено динамічні параметри вогнища.

2. «Багатопараметричне моделювання геофізичних полів у геосередовищах для підвищення достовірності прогнозування вуглеводнів»

(2012-2016 рр. № держреєстрації 0112U001141). Запропоновано методику визначення параметрів джерела землетрусу з використанням матричного методу та його розвитком у метод визначення механізму вогнища за обмеженою кількістю станцій.

3. «Комплексні геофізичні дослідження для виявлення та прогнозування екобезпечних явищ на локальних та регіональних полігонах Заходу України» (2012-2016 рр. № держреєстрації 0112U001142). Автором запропоновано методику визначення параметрів розподіленого джерела землетрусу.

Мета та задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є розроблення та апробація методів визначення механізму вогнища землетрусу, оснований, як на класичних методах (наприклад графічний), так і на розв'язках прямих та обернених задач математичного моделювання поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі, а також визначення параметрів розподіленого джерела.

Для досягнення цієї мети в дисертації поставлено наступні задачі:

- 1) визначити механізми вогнищ землетрусів графічним методом;
- 2) визначити тензор сейсмічного моменту за даними обмеженої кількості станцій;
- 3) визначити параметри розподіленого джерела з використанням механізмів вогнищ землетрусів;
- 4) здійснити апробацію методик визначення механізмів вогнищ землетрусу та параметрів розподіленого джерела на реальних подіях.

Об'єктом дослідження є моделі точкового та розподіленого джерел землетрусу, механізми вогнищ землетрусу, а також математичні моделі поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі від точкового і розподіленого джерел.

Предметом дослідження є визначення механізмів вогнищ землетрусів методами, що дозволяють використовувати дані з обмеженої кількості станцій, моделювання площини розриву для розподіленого джерела, математичне моделювання поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі від точкового і розподіленого джерел за допомогою матричного методу.

Методи дослідження:

- застосування модифікованого графічного методу для визначення механізмів вогнищ землетрусів в районі з малою сейсмічною активністю;
- метод визначення механізмів вогнищ землетрусів за даними обмеженої кількості станцій, який полягає у знаходженні тензора сейсмічного моменту за даними конкретної станції та перенесені отриманого розв'язку в гіпоцентр події
- метод визначення параметрів розподіленого джерела з використанням механізму вогнища землетрусів;

Наукова новизна одержаних результатів:

- визначено механізми вогнищ землетрусів Карпатського регіону графічним методом;
- розроблено метод визначення механізмів вогнищ землетрусів за даними обмеженої кількості станцій;
- вперше запропоновано методіку визначення параметрів площини розриву для розподіленого джерела з використанням механізму вогнища землетрусів;
- апробовано методи визначення вогнищ землетрусів за даними обмеженої кількості станцій та визначення параметрів площини розриву для розподіленого джерела.

Обґрунтованість і достовірність наукових положень, висновків і рекомендацій. Достовірність одержаних результатів забезпечується чіткою фізичною постановкою задач, дотримання початкових та граничних умов, строгим виконанням всіх математичних перетворень під час отримання основних аналітичних співвідношень; ретельним тестуванням створених програмних засобів. Кореляція отриманих результатів із результатами, одержаними за допомогою інших методів, стверджує про їхню правильність.

Практичне застосування отриманих результатів. Розвинуті в дисертаційній роботі методи та алгоритми дають змогу визначати механізми вогнищ місцевих землетрусів для вивчення сейсмічності регіону. Отримані розв'язки є основою для аналізу напружено-деформованого стану гірських порід, що є ще однією важливою задачею сейсмології.

Методики визначення параметрів розподіленого джерела на основі сейсмічних записів та отриманих розв'язків механізмів вогнищ землетрусів дозволяють краще зрозуміти процеси, що відбуваються у вогнищі землетрусу. Дані методики можуть застосовуватись для регіонів із малою сейсмічністю, що є характерними для сейсмоактивних областей України (Закарпаття, Крим).

Особистий внесок здобувача. Основні наукові результати, представлені в дисертації, отримані автором особисто в спільних з іншими авторами публікаціях.

- Зокрема, у спільній роботі з Д. В. Малицьким та О.О. Муйлою [14] автором запропоновано визначення механізму вогнища землетрусу графічним методом та визначено механізм вогнища для землетрусу, що відбувся у Берегові 23.11.2006р.

- У роботі [27], опублікованій спільно із Д. В. Малицьким, О. О. Муйлою, Ю.Т. Вербицьким, О.І. Кутнів автором визначено механізмів вогнищ повторних землетрусів в районні НПП Синевир.
- У роботі [5] у співавторстві з А.Ю.Павловою, Д.В.Малицьким, Е.М.Козловським представлено розв'язок механізму вогнища графічним методом, обговорено результати кореляції реальних і синтетичних сейсмограм
- У роботі [55], опублікованій спільно із Д. В. Малицьким, О. О. Муйлою, А.Ю.Павловою представлено результати визначення механізмів вогнищ землетрусів Карпатського регіону та визначено спектральні параметри даних вогнищ
- У роботі [15] у співавторстві Д.В.Малицьким застосовано розв'язок механізмів вогнищ для визначення напружено-деформованого стану, а саме визначення девіаторного тензора напружень
- У спільній роботі [6] з Д.В.Малицьким., С.В.Щербиною, П.І. Пігулевським , О.О.Муйлою, І.Ю.Гуровою, О.А.Калініченко за допомогою графічного методу визначено механізм вогнища Криворізького землетрусу
- У роботах [92, 93] у співавторстві з А.Ю.Павловою, Д.В.Малицьким представлено обґрунтування застосування графічного методу для визначення механізмів вогнищ землетрусів Карпатського регіону та порівняно отримані результати з результатами, отриманими методом підбору.
- У роботі [1] у співавторстві з Д.В.Малицьким, О.О.Муйлою, О.І.Кутнів, Е.М.Козловським розвинуто графічний метод для визначення механізмів вогнищ землетрусів Карпатського регіону, показано особливості застосування
- У роботі [83] у співавторстві з Д.В.Малицьким, О.О.Муйлою, О.І.Кутнів, О.О. Обідіною представлено розв'язок механізму вогнища графічним методом та зроблено порівняльний аналіз з розв'язком,

отриманим матричним методом для визначення тензора сейсмічного моменту за даними N станцій

- У роботі [24] у співавторстві з Д.В. Малицьким, О.О. Муйлою, А.Ю. Павловою, О.А. Асташкіною, О.О. Обідіною, Е.М. Козловським застосовано графічний метод для визначення механізмів вогнищ землетрусів у районі Середземномор'я
- У роботі [29] у співавторстві з Д.В. Малицьким, О.О. Муйлою, А.Ю. Павловою, О.А. Асташкіною, О.О. Обідіною, Е.М. Козловським представлено методику визначення параметрів розподіленого джерела та апробовано її на даних реальної події
- У роботі [2] у співавторстві з Д.В. Малицьким, А.Ю. Павловою, О.О. Обідіною визначено механізм вогнища землетрусу в районі Альберти, Канада
- У роботі [3] у співавторстві з Д.В. Малицьким, О.О. Муйлою, А.Ю. Павловою, Ю.П. Ковалем О.О. Обідіною представлено методику визначення механізму вогнищ за даними обмеженої кількості станцій та методику визначення параметрів розподіленого джерела, апробовано дані методики на даних реальних подій

Апробація результатів дисертації. Основні концепції, ідеї, положення і результати досліджень доповідалися і обговорювалися на:

- засіданнях НТШ у Карпатському відділенні інституту геофізики ім. Субботіна (Карпатське відділення інституту геофізики ім.С.І.Субботіна НАН України, Львів, 2013, 2014, 2015, 2016; усна доповідь);

- V-тій міжнародній науковій конференції «Геофізичні технології прогнозування та моніторингу геологічного середовища» (Карпатське відділення інституту геофізики ім.С.І.Субботіна НАН України, Львів, 2013);

- III-тій Молодіжній тектоно-фізичній школі-семінарі «Современная тектонофизика. Методы и результаты» (Інститут фізики Землі РАН ім. О.Ю. Шмідта, Москва, 2013; усна доповідь);

- Науковій Конференції-Семінару пам'яті Т.З.Вербицького та Ю.Т. Вербицького «Сейсмологічні та геофізичні дослідження в сейсмоактивних регіонах» (Карпатське відділення інституту геофізики ім.С.І.Субботіна НАН України, Львів, 2014, 2016; усна доповідь).

У повному обсязі робота доповідалась на розширених наукових семінарах Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України; Карпатського відділення Інституту геофізики ім.С.І.Субботіна НАН України; наукових семінарах відділу методів сеймотектонічних досліджень Карпатського відділення Інституту геофізики ім.С.І.Субботіна НАН України.

Публікації. Основні результати дисертації викладено в 15 наукових працях: у 8 статтях в наукових журналах і збірниках наукових праць, які входять до Переліку фахових видань ДАК України в галузі фізико-математичних наук, у 2 наукових статтях в інших виданнях, у 2 іноземних наукових журналах, у 3 тезах доповідей вітчизняних і міжнародних конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається із вступу, чотирьох розділів основної частини, висновків та переліку використаних джерел 120 найменувань. Загальний обсяг дисертації складає 167 стор. , основного тексту – 135 стор., ілюстрацій – 70, таблиць – 34.

Автор висловлює вдячність своєму науковому керівникові – професору, завідувачу відділом сеймотектонічних досліджень КВ ІГФ НАН України Д. В. Малицькому за постійну підтримку під час виконання цієї роботи.

Розділ 1. Про джерела сейсмічних хвиль

Детальне вивчення джерела сейсмічних хвиль призвело до розвитку методів відтворення механізмів їх виникнення. Перші спостереження і власні припущення щодо механізму вогнища зроблені японськими вченими. В 1923 році Накано розглянув теоретичний розподіл перших вступів, які спостерігалися на поверхні однорідної моделі Землі. У 1926 р. Байерлі за першими вступами намагався визначити параметри орієнтації площини розриву. Його роботу продовжили Ходжсон, Рітсмен, Кейліс-Борок. Тоді ж було введено поняття нодальних площин, одна з яких презентує площину розриву, а інша є перпендикулярною до неї. Для наочного зображення процесів у вогнищі землетрусу використали стереографічну проекцію, згідно якої прямі лінії проектуються в точки, а площини у дуги. На протязі декількох десятиліть метод визначення механізму вогнища за першими вступами Р-хвиль застосовували і описували у свої роботах багато вчених, вносячи до нього свої зауваження та модифікуючи його: Ходжсон [64], Хонда [65, 66], Шайдігер [97], Акі [39, 40], Кнопоф, Жільберт [76], Балакіна, Саваренський, Введенська [91], Касахара [71]. Серед сучасних модифікацій даного методу можна виділити роботи Кроніна [51], де описується використання нечітких вступів повздовжніх хвиль, як фактор, що впливає на розміщення точки, що зображує нечіткий вступ на нодальній лінії, яка є проекцією нодальної площини; Сноука [37], з використанням комбінації полярностей вступу та відношення амплітуд SV-хвилі до Р-хвилі; Сафонова і Коновалова [30]; а також роботи Хардебек і Шіпер [61], в якій пропонується визначати механізм із використанням величини логарифму відношення амплітуди S-хвилі до амплітуди Р-хвилі, при чому розглядається три варіанти відношення SH/P, SV/P, SV/SH. В Україні визначення механізму вогнища методом згідно перших полярностей показано в роботах Пустовітенко [28] та Малицького [1, 2, 5, 6, 14, 23, 24, 27, 55, 92, 93].

Із появою сучасних комп'ютерів з'явилися нові методи визначення механізмів вогнищ, які умовно можна розділити на:

- 1) методи основані на знаходженні амплітуд Р-хвиль [57, 87, 107]. Наприклад, у роботі Тана та Хелмберга [107] описано метод визначення параметрів механізмів для малих землетрусів, використовуючи інверсію короткоперіодних Р-хвиль (0.5-2 Гц) за допомогою чисельних методів;
- 2) так звані методи перебору, коли синтетичні сейсмограми, побудовані різними методами, порівнюють із реальними записами [25];
- 3) методи знаходження тензора сейсмічного моменту через інверсію хвильових форм трикомпонентних сейсмограм. [38, 54, 100]

Кожен з тих методів має свої переваги і обмеження. Точність розв'язку задачі визначення механізму вогнища будь-яким підходом залежить від точності вихідних даних, таких як швидкісна модель середовища і/або глибина залягання вогнища.

Більшість сучасних методів є запрограмовані для автоматичного визначення механізмів вогнищ, використовуючи сейсмічні записи. Однією з таких програм є Isola [100]. Дана програма дозволяє підготувати дані у певному форматі, визначити функцію Гріна, інвертувати тензор сейсмічного моменту, і представити результат у вигляді механізму вогнища землетрусу. Крім того, у ній присутні певні додаткові корисні функції, наприклад, перетворення записів у переміщення, враховуючи дані про інструмент, а також перевірка надійності отриманого результату.

Програма Isola базується на представленні множинних точкових джерел в ітераційному деконволюційному методі, що використовує повне хвильове поле [100, 115]. Даний метод є певним розвитком методу, запропонованого Кікучі та Канаморі [74] для телесеїсмічних записів. Метод, запропонований у програмі Isola можна використовувати як для регіональних, так і для локальних подій. Сейсмічне джерело розглядається як множина точкових джерел залежних від гіпоцентру і часу, тобто множини

Будь-який тензор сейсмічного моменту \mathbf{m} може бути представлений як лінійна комбінація базових тензорів та виражається через коефіцієнти лінійної залежності [100, 115]:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} -a_4 + a_6 & a_1 & a_2 \\ a_1 & -a_5 + a_6 & -a_3 \\ a_2 & -a_3 & a_4 + a_5 + a_6 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Лінійна задача інверсії (1.4) для знаходження трикомпонентних сейсмограм \mathbf{s} розв'язується методом найменших квадратів [100, 115]:

$$\mathbf{s} = \mathbf{G}\mathbf{m} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{m} = (\mathbf{G}^T \mathbf{G})^{-1} \mathbf{G}^T \mathbf{s} \quad (1.5)$$

де \mathbf{G} – матриця, що описує функцію Гріна, яку визначають дискретним методом хвильового числа Бучона [46]. Якщо спостережувані дані у переміщеннях позначити через \mathbf{d} , то кореляція (1.6) між спостережуваною і синтетичною сейсмограми визначатиме найкращий розв'язок [100, 115]. Дана кореляція визначається для кожної підподії:

$$c^2 = 1 - |\mathbf{d} - \mathbf{s}|^2 / |\mathbf{d}|^2 \quad (1.6)$$

де $|\cdot|$ – позначає норму L2, тобто $|\mathbf{d}|^2 = \sum d_i^2$.

Цей метод у своїх дослідженнях використовують багато вчених, хоча існують також ще інші способи регуляризації розв'язку. Наприклад, у своїй роботі Мохамед і Омар [82] згадують певні властивості, необхідні для визначення тензора сейсмічного моменту з допомогою програми Isola, а саме введення ваг для станцій, оснований на максимальних амплітудах

переміщення. Крім того, вводиться ще один регуляризуєчий чинник – відсоток DC в отриманому тензорі сейсмічного моменту \mathbf{M} . Так звана частка подвійної пари сил DC визначається виділенням з тензора сейсмічного моменту частин ISO та CLVD. Згідно робіт [47, 106] тензор сейсмічного моменту можна розкласти на ізотропну і девіаторну:

$$M_{\text{ISO}} = \frac{1}{3} |\text{Tr}(\mathbf{M})|, \quad (1.7)$$

$$M_{\text{DEV}} = \max(|\lambda_i^*|), \quad (1.8)$$

де $|\text{Tr}(\mathbf{M})| = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$ – позначає слід тензора \mathbf{M} , а $\lambda_i^* = \lambda_i - \text{Tr}(\mathbf{M})/3$, $i=1, 2, 3$.

Тоді частка ISO, CLVD, DC визначаються згідно формул:

$$\text{ISO} = \frac{M_{\text{ISO}}}{M_{\text{ISO}} + M_{\text{DEV}}} \times 100\% \quad (1.9)$$

$$\text{CLVD} = 2 \frac{|\lambda_{\min}^*|}{|\lambda_{\max}^*|} \times (100 - \text{ISO})\% \quad (1.10)$$

$$\text{DC} = (100 - \text{ISO} - \text{CLVD})\% \quad (1.11)$$

У роботі [100] прийнятну частку DC пропонують вважати в межах 50-100%, а в роботі [82] пропонують використовувати лише розв'язки з часткою DC більшою за 70%, решта розв'язків не беруть до уваги.

Серед недоліків програми Isola можна виділити наступне: незручне представлення даних, наприклад, вхідні спостережувані дані у вигляді чотирьох стовпців, а також певний запис для параметрів середовища. Крім того, метод закладений у даній програмі, як і решта схожих методів для

коректного розв'язку вимагає достатньої кількості і якості спостережуваних-записів на станціях із широким азимутальним розподілом.

Тензор сейсмічного моменту, а отже і механізм вогнища, для сильних подій сьогодні визначають одразу після події і різні методи демонструють однакові результати. Слід зауважити, що механізми вогнищ для слабших подій, визначенні різними методами можуть дещо відрізнитися. Досі залишається актуальною задача визначення механізмів вогнищ для подій із магнітудою менше 3, особливо в районах малої сейсмічності з недостатньо розвинутою сіткою сейсмологічних станцій.

У даній роботі запропоновано ще один метод визначення механізму вогнища землетрусу, так званий метод визначення механізму вогнища за обмеженою кількістю станцій. Хоча запропонований метод не визначає автоматично глибини залягання вогнища, опираючись на інформацію про гіпоцентр, проте пропонує новий підхід, який не вимагає використання даних із багатьох станцій і пропонує результат, незалежний від їх азимутального розподілу. Метод визначення механізму вогнища за обмеженою кількістю станцій, оснований на матричному методі, представленого у роботах [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83] вимагає нормалізацію через прирівнювання спостережуваних і синтетичних сейсмограм. Тому у даній роботі також розглянуто моделювання хвильових форм, результати якого можна використати в оберненій задачі визначення тензора сейсмічного моменту за даними певної станції, а також для нормалізації розв'язку.

Визначені механізми вогнищ знаходять своє застосування у знаходженні параметрів розподіленого джерела. Протягом останніх 30-років ця задача не перестає бути актуальною. Одними із перших спроб визначити розподіл посувки на площині розриву були зроблені такими вченими як Тріфунак, який першим побудував і розв'язав задачу відновлення посувки на площині, представлений через ряд підплощин, використовуючи метод найменших квадратів [110]; Олсон і Апсель визначали просторовий і часовий розподіл посувки на площині розлому, використовуючи часові вікна, що

розповсюджуються з постійною швидкістю [90]; Кікучі і Канамора [75] вважали джерело як послідовність просторово розподілених точкових джерел та використовували кореляцію синтетичних і спостережуваних телесеїсмічних хвиль [75]; Мендоза і Хартцель у своїй роботі [81] пропонують інверсійний метод «точка за точкою» Хартцеля і Хітон, що обертає записи телесеїсмічних Р-хвиль та ін.. Дані методи були доповнені нормалізуючими функціями з використанням спеціальних умов, вибором певних видів спостережуваних даних, а також стали основою для інших підходів. Серед сучасних методів виділяються роботи Харцеля, Лі, Мендоза, Арчулета, Монелі, Маї, Ампуеро, Берози, Шірера, Лей, Йошіда, Джонсона, Вебера, Галовіча, Волда, Асано, Сатакі [41, 42, 58, 59, 62, 70, 78, 79, 80, 84, 102, 103, 109, 112]. Методи визначення розподілу посувки на площині розриву використовують або сейсмічні записи подій, або геодезичні оцінки, або їхню комбінацію. Також ці підходи опираються на визначенні різними методами функції Гріна [46, 56, 72, 112, 117]. Очевидно, як наслідок, використання різних методів, моделей, способів визначення функції Гріна приводить до отримання різних результатів. Для того, щоб зрозуміти як впливають обмеження, використання різних моделей та різних регуляризаційних функцій на стійкість розв'язку визначення параметрів розподіленого джерела створено проект SIV [108]. На основі даного проекту можна перевірити результати прямої і оберненої задачі щодо визначення джерела сейсмічних хвиль. Проект SIV – це сукупність тестових прикладів для розв'язування як прямих, так і обернених задач із використанням точкових і розподілених джерел. Використовуючи результати тестів із даного проекту в дисертаційній роботі відпрацьовано різні методики визначення параметрів вогнища землетрусу як точкового, так і розподіленого.

Отже, в першому розділі розглянуто короткий огляд методів вивчення джерела сейсмічних хвиль із літературних джерел. Розвиток цих методів від представлення джерела, як точкового до представлення, як розподіленого; від визначення механізму вогнища згідно полярності перших вступів,

визначення тензора сейсмічного моменту до представлення площини розриву як розподіленого джерела. Останні покращені методи аналізу, збільшення якості обчислювальних ресурсів, а також сейсмологічних і геологічних спостережень дозволяють зображати джерело землетрусу і процеси в ньому. Однак, одночасний розгляд різних компонент джерела, параметрів моделі середовища, різна якість спостережуваних даних, теоретичні розрахунки хвильового поля і різні способи регуляризації накопичують похибки. Відмінності в аналізі в кожному з цих аспектів може привести до значних розбіжностей між отриманими результатами однієї і тієї ж події. Поліпшення знань складності джерела і різноманітності поведінки розриву веде до нових важливих областей дослідження щодо визначення параметрів вогнища землетрусу.

У даній дисертаційній роботі буде представлено методику визначення механізмів вогнищ землетрусів з використанням даних обмеженої кількості станцій, методику визначення площини розриву у випадку розподіленого джерела, а також застосування графічного методу для подій Карпатського регіону, Іспанії, Канади, Мальти, Італії.

Розділ 2

Математичне моделювання поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі (пряма задача)

Дана робота в основному присвячена задачі визначення параметрів механізму вогнища землетрусу та застосуванню отриманих результатів до розв'язку задачі визначення параметрів розподіленого джерела. Ці задачі детальніше будуть розглянуті в наступних розділах. Оскільки, один з методів визначення механізму вогнища, що описано в даній дисертації опирається на розв'язок поля переміщень від точкового джерела, то доцільно спочатку розглянути задачу математичного моделювання поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі від такого вогнища. Крім того, визначення параметрів розподіленого джерела є оберненою задачею, що основана на розв'язку прямої задачі поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі. Сьогодні пряму задачу сейсмології розв'язують різними методами, і її результат є основою для вирішення різноманітних обернених задач, наприклад знаходження параметрів середовища, визначення механізму вогнища. Серед методів розв'язку прямої задачі можна виділити променевий [33, 49], рефлексивний [19, 85], різні чисельні методи [35, 100], матричний метод Томаса-Хаскела та різні його модифікації [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83].

Для розв'язку прямих задач скористаємось співвідношеннями представленими у роботах [5, 9-12, 16-22, 26, 40, 83, 85].

2.1. Базові співвідношення

Поле сейсмічних хвиль генерується джерелом і змінюється під впливом середовища в якому воно поширюється. В загальному випадку розглядаємо неоднорідне пружне середовище, природа якого дозволяє математично описати процес збудження, поширення та запису сейсмічних хвиль як послідовності лінійних фільтрів, що поєднуються для створення

спостережуваної сейсмограми. Отже, переміщення $u(t)$, яке ми спостерігаємо – це згортка функції джерела $s(t)$, функції, що описує поширення хвиль в середовищі $q(t)$ і функції реакції приладу $i(t)$ [73, 77, 99, 104] (рис. 2.1).

$$u(t) = s(t) * q(t) * i(t) \quad (2.1)$$

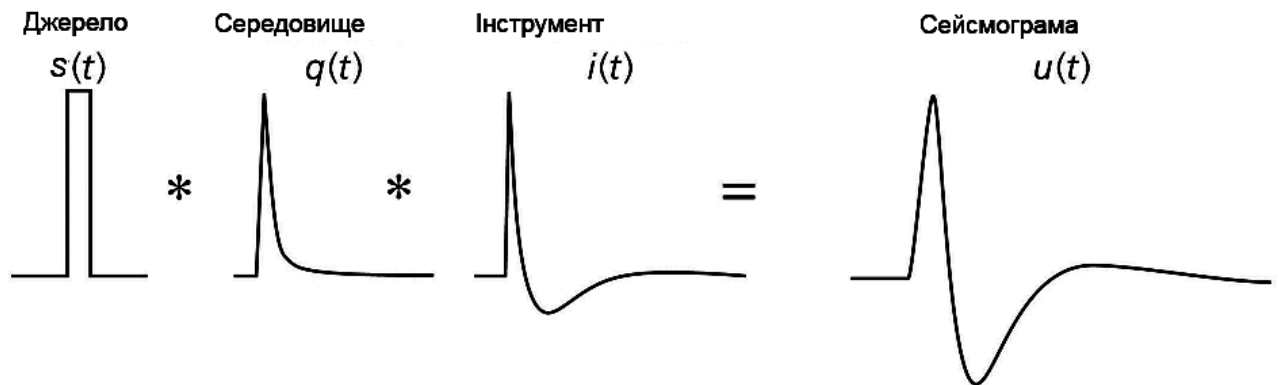


Рис. 2.1. Зображення сейсмограми як комбінації функцій джерела, середовища та інструменту

Джерело генерації сейсмічних хвиль згідно [40] можна представити як розривне джерело, що пов'язане з внутрішньою поверхнею, таке як ковзання по площині, або об'ємне, пов'язане з внутрішнім об'ємом. Для обох даних типів джерел, які пов'язанні поняттям поверхні, на якій може відбуватися розрив, можливе єдине математичне представлення: або об'ємною силою, прикладеною в певній точці, або розривом переміщень і напружень. Відповідно до теорем представлення і еквівалентності об'ємних сил [40] сейсмічне джерело можна представити у вигляді довільно-орієнтованої сили, пари сил, подвійної пари сил. Крім того, хвилі, викликані посувкою по поверхні розриву, є такими ж, як і ті, що викликані розподілом декількох пар сил.

Згідно тих ж теорем представлення [40] n -ну компоненту поля переміщення \mathbf{u}_n ($n=1, 2, 3$) в деякій точці $\mathbf{x}=(x_1, x_2, x_3)$ в час t відносно точки $\xi=(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ поверхні Σ в час τ можна записати у вигляді (2.2):

$$\mathbf{u}_n(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iint_{\Sigma} [u_i(\xi, \tau)] v_j c_{ijpq} \frac{\partial}{\partial \xi_q} \mathbf{G}_{np}(x, t - \tau; \xi, 0) d\Sigma, \quad (2.2)$$

де \mathbf{v} – нормаль до поверхні розриву, $[u_i(\xi, \tau)]$ – посувка по розриву, c_{ijpq} – коефіцієнти пружності, \mathbf{G}_{np} – функція Гріна в напрямку p . Якщо в точці ξ прикладена сила F_p в напрямку p , то n -на компонента переміщення в (x, t) може задаватися, як $F_p * \mathbf{G}_{np}$.

Для трьох компонент сили і трьох можливих напрямків плеча існують дев'ять узагальнених пар сил, протилежних за напрямком і їх результуюча сила рівна нулю (рис. 2.2) [40, 44]

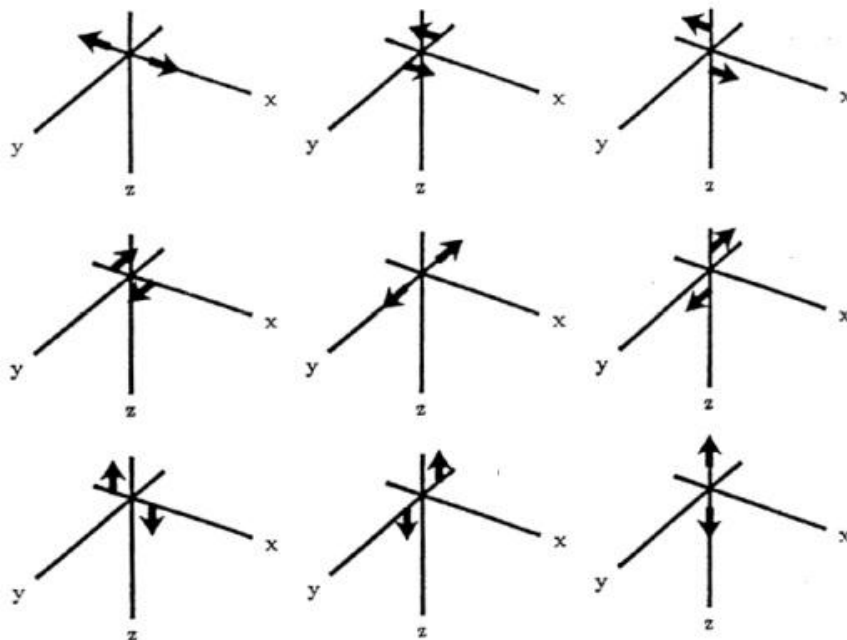


Рис. 2.2. Дев'ять узагальнених пар сил, що діють в джерелі, як силовий еквівалент тензора сейсмічного моменту

Комбінація даних дев'яти пар сил представляє еквівалентну поверхневу силу для нескінечно малого елемента поверхні $d\Sigma(\xi)$. Пари, де сила і плече напрямлені однаково називають векторними диполями [40, 44].

Розглянемо поняття сейсмічного моменту. Так як, $[u_i]v_j c_{ijpq} * \frac{\partial}{\partial \xi_q} \mathbf{G}_{np}$ – це поле в точці x , яке викликане парами сил в точці ξ , то $[u_i]v_j c_{ijpq}$ – інтенсивність пари (p, q) . Тоді фізичним змістом $[u_i]v_j c_{ijpq}$ є момент сили на одиницю площі [40]. Компоненти тензора густини моменту визначено як [40]:

$$m_{pq} \equiv [u_i]v_j c_{ijpq} \quad (2.3)$$

Тоді зміщення в x , що викликане стрибком переміщень на поверхні Σ матиме вигляд [40]:

$$\mathbf{u}_n(x, t) = \iint_{\Sigma} m_{pq} * \frac{\partial}{\partial \xi_q} \mathbf{G}_{np} d\Sigma \quad (2.4)$$

Якщо всю поверхню Σ розглядати, як ефективне точкове джерело, тобто представлене тензором сейсмічного моменту, то n -на компонента переміщення в точці (x, t) є згорткою від тензора сейсмічного моменту \mathbf{M}_{pq} і похідної від функції Гріна $\mathbf{G}_{np,q}$, [40]:

$$\mathbf{u}_n(x, t) = \mathbf{M}_{pq} * \frac{\partial}{\partial \xi_q} \mathbf{G}_{np}, \quad (2.5)$$

де компоненти тензора сейсмічного моменту, пов'язані з густиною сейсмічного моменту, як

$$M_{ij} = \iint_{\Sigma} m_{ij} d\Sigma \quad (2.6)$$

2.2. Постановка прямої задачі

Розглянемо вертикально-неоднорідне пружне середовища, що задається n однорідними ізотропними шарами на $(n+1)$ півпросторі, фізичні властивості, яких змінюються з глибиною. Кожному шару заданої товщини h_i відповідають відповідні значення швидкостей поширення P- та S- хвиль – v_p та v_s , що пов'язанні з коефіцієнтами Ламе λ_i та μ_i та значенням густини ρ_i . Нехай на деякій глибині h_s в шарі s діє джерело сейсмічних хвиль (рис. 2.3). Таке представлення середовища є зручним для застосування матричного методу та різних його модифікацій [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83]. Зауважимо також, що розглядаємо циліндричну систему координат (r, φ, z) , і саме в ній хочемо знайти поле переміщень на вільній поверхні.

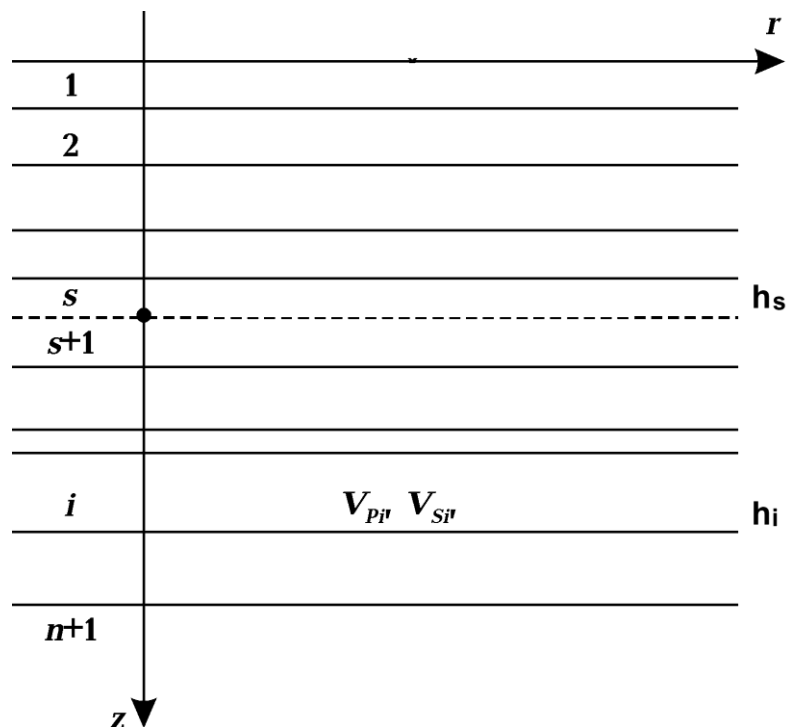


Рис. 2.3 Вертикально неоднорідне середовище, задане однорідними шарами

Згідно робіт [40, 44] для визначення переміщення в цілому середовищі достатньо задати зміщення на поверхні розриву, але при цьому повинні виконуватися початкові і граничні умови.

Рівняння руху в i -тому шарі запишемо у вигляді [40, 73, 77]:

$$\rho_i \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{u}_i = (\lambda_i + 2\mu_i) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_i) - \mu_i \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}_i), \quad (2.3)$$

для якого виконуються початкові умови (2.4), та граничні умови (2.5) жорсткого контакту неперервності переміщень \mathbf{u}_i і напружень τ_{zmi} та нульові напруження на вільній поверхні:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_i(\mathbf{r}, 0) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}(\mathbf{r}, 0) &= 0, \\ \mathbf{r} &= (0, 0, z_s) \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_i(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{u}_{i+1}(\mathbf{r}, t), \\ \tau_{zmi}(\mathbf{r}, t) &= \tau_{zmi+1}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{r} &\neq (0, 0, z_s) \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \tau_{zm} &= 0, \quad z = 0, \\ m &= r, \varphi, z \end{aligned} \quad (1.6)$$

Відповідно до теореми Ламе [40] та умови, що сейсмічні хвилі з півпростору не повертаються (умова випромінювання), поле переміщень можна представити через потенціали Гельмгольца (2.7)

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}. \quad (2.7)$$

Потенціали φ , ψ задовільняють умовам (2.8), розбиваючи задачу визначення поля переміщень на дві: визначення поля переміщень для P -хвилі та визначення поля переміщень для S -хвилі.

$$\begin{aligned} \nabla\psi &= 0, \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi &= V_p^2 \Delta\varphi, \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi &= V_s^2 \Delta\psi \end{aligned} \quad (2.8)$$

Потенціал ψ можна представити у вигляді суми двох потенціалів, що будуть відповідати відповідно за поширення SV - і SH - хвиль. Завдяки цьому задача визначення поля переміщень розбивається на частини: P - SV - та SH - задачі [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83].

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{k}\psi) + \nabla \times \mathbf{k}\chi, \quad (2.9)$$

де \mathbf{k} – одиничний вектор в напрямку z , а потенціали задовільняють рівняння (1.10); φ – потенціал, який визначає поширення P - хвилі, ψ, χ – потенціали, які визначають поширення SV - та SH -хвиль.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi &= V_p^2 \Delta\varphi, \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi &= V_s^2 \Delta\psi, \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \chi &= V_s^2 \Delta\chi. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Відповідно до цього запишемо також компоненти тензора напруження:

$$\begin{aligned}
\tau_{zr} &= \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right), \\
\tau_{z\varphi} &= \mu \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} \right), \\
\tau_{zz} &= \lambda \cdot \operatorname{div} \mathbf{u} + 2\mu \cdot \frac{\partial u_z}{\partial z}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Використовуючи формули (2.9-2.11) можна записати компоненти переміщення і напруження в і-тому шарі [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 40, 83]:

$$\begin{aligned}
u_r &= \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \varphi} \\
u_\varphi &= \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z \partial \varphi} - \frac{\partial \chi}{\partial r} \\
u_z &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \\
\tau_{rz} &= \mu \left[2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^2 \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \varphi \partial z} - \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^2 \partial r} \right] \\
\tau_{z\varphi} &= \frac{\mu}{r} \left[2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \varphi \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^2 \partial \varphi} - r \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial z} - \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^2 \partial \varphi} \right] \\
\tau_{zz} &= \frac{\lambda}{V_p^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2\mu \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} - \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^2 \partial z} \right]
\end{aligned} \tag{2.12}$$

2.3. Розв'язок задачі у випадку джерела представленого через тензор сейсмічного моменту

Відомі співвідношеннями для потенціалів хвильового поля φ , ψ , χ , яке виникає в безмежному середовищі, викликане довільно орієнтованою силою $\mathbf{f}(f_x, f_y, f_z)$, записані через інтеграли Бесселя-Меліна [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83]:

$$\begin{aligned}
 \varphi(r, \varphi_a, z, t) = & -\frac{1}{4\pi\rho} \cdot (\text{sign}(z - H_s)) \int_0^\infty \frac{J_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{f_z}{\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s|\alpha)} d\eta + \\
 & > \\
 & + \int_0^\infty \frac{J_1(kr)}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} -\frac{f_x \cos\varphi_a + f_y \sin\varphi_a}{\alpha\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s|\alpha)} d\eta) \\
 \psi(r, \varphi_a, z, t) = & -\frac{1}{4\pi\rho} \cdot \left(\int_0^\infty \frac{J_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{f_z}{k\beta\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s|\beta)} d\eta + \right. \\
 & \left. + \text{sign}(z - H_s) \int_0^\infty \frac{J_0(kr)}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{f_x \cos\varphi_a + f_y \sin\varphi_a}{k\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s|\beta)} d\eta \right) \\
 \chi(r, \varphi_a, z, t) = & -\frac{1}{4\pi\rho} \cdot \left[\int_0^\infty \frac{J_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{-f_x \sin\varphi_a + f_y \cos\varphi_a}{\eta^2} \frac{\beta^2 - 1}{\beta} e^{k(t\eta - |z - H_s|\beta)} d\eta \right], \\
 & <(2.13)
 \end{aligned}$$

де $sign(z - H_s) = \begin{cases} 1, & z > H_s \\ -1, & z < H_s \end{cases}$. k – горизонтальна компонента хвильового

числа; η – зміна Меліна; J_0, J_1 – функції Бесселя нульового і першого

порядку, φ_a – азимут; $H_s = h_1 + h_2 + \dots + h_s$, $\alpha = \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{V_p^2}}$, $\beta = \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{V_s^2}}$,

V_p, V_s – швидкості поширення поздовжньої і поперечної хвиль.

Для того, щоб перейти від хвильового поля для довільно-орієнтованої сили до хвильового поля, викликаного точковим джерелом, представленим тензором сейсмічного моменту, необхідно застосувати оператор $-\Delta_l \cdot \frac{\partial}{\partial \xi_q}$ ($q=1, 2, 3$) [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 40, 83], Δ_l – плече сили, ξ_q – просторова координата

Застосувавши оператор $-\Delta_l \cdot \frac{\partial}{\partial \xi_q}$ у випадку просторового диференціювання виразів для потенціалів φ, ψ, χ з (2.13) отримаємо значення потенціалів для ефективно-точкового джерела у випадку однорідного ізотропного середовища [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83]:

$$\begin{aligned} > \varphi(r, \varphi_a, z, t) = \frac{1}{4\pi\rho} \cdot \\ \cdot \left[sign(z - H_s) \int_0^\infty \frac{k J_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta-j\infty} \frac{-2M_{xz} \cos \varphi_a - 2M_{yz} \sin \varphi_a}{\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \alpha)} d\eta + \right. \\ \left. + \int_0^\infty \frac{k J_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta-j\infty} \frac{M_{xx} \cos^2 \varphi_a + M_{yy} \sin^2 \varphi_a + M_{xy} \sin 2\varphi_a - \alpha^2 M_{zz}}{\alpha \eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \alpha)} d\eta + \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{r} \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{(M_{yy} - M_{xx}) \cos 2\varphi_a - 2M_{xy} \sin 2\varphi_a}{\alpha \eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \alpha)} d\eta \Bigg],$$

$$\Psi(r, \varphi, z, t) = \frac{1}{4\pi\varphi} \cdot$$

$$\cdot \left[\text{sign}(z - H_s) \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{M_{xx} \cos^2 \varphi + M_{yy} \sin^2 \varphi + M_{xy} s n 2\varphi - M_{zz}}{k\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \beta)} d\eta + \right.$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{kJ_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{1 + \beta^2}{k\beta\eta^2} \cdot (-M_{xz} \cos \varphi_a - M_{yz} \sin \varphi_a) e^{k(t\eta - |z - H_s| \beta)} d\eta +$$

$$+ \frac{1}{r} \text{sign}(z - H_s) \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{(M_{yy} - M_{xx}) \cos 2\varphi_a - 2M_{xy} \sin 2\varphi_a}{k\eta^2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \beta)} d\eta ,$$

$$\chi(r, \varphi_a, z, t) = \frac{1}{4\pi\varphi} \cdot$$

$$\cdot \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{1 - \beta^2}{\beta\eta^2} \cdot \left[\frac{(M_{xx} - M_{yy}) \sin 2\varphi_a - 2M_{xy} \cos 2\varphi_a}{2} e^{k(t\eta - |z - H_s| \beta)} d\eta + \right.$$

$$+ \text{sign}(z - H_s) \int_0^{\infty} \frac{kJ_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{\beta^2 - 1}{\eta^2} \cdot (M_{xz} \sin \varphi_a - M_{yz} \cos \varphi_a) e^{k(t\eta - |z - H_s| \beta)} d\eta -$$

$$-\frac{1}{r} \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \frac{1-\beta^2}{\beta\eta^2} [(M_{xx} - M_{yy}) \sin 2\varphi_a - 2M_{xy} \cos 2\varphi_a] e^{k(\eta\eta - |z-H_i|\beta)} d\eta. <$$

$$(2.14)$$

В отриманих співвідношеннях: $(M_{ij} = \lim(\Delta l_j \cdot f_j))$; $\Delta l_j \Rightarrow 0$, $f_j \Rightarrow \infty$,
 $\Delta l_j \cdot f_j = M_{ij}$);

Згідно формул (2.14) запишемо значення потенціалів φ_i , Ψ_i , χ_i в i -тому шарі для джерела, що представлено силовим еквівалентом дев'яти пар сил [5, 9-12, 16-18, 20-22, 26, 83]:

$$\begin{aligned} > \varphi_i(r, \varphi_a, z, t) = \cos \varphi_a \int_0^{\infty} \frac{kJ_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{xz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{xz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \sin \varphi_a \int_0^{\infty} \frac{kJ_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{yz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{yz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \cos^2 \varphi_a \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{xx_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{xx_i}^- e^{-k(z-H_{i-1})\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \sin^2 \varphi_a \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{yy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{yy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \sin 2\varphi_a \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \frac{\cos^2 \varphi_a}{r} \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [(X_{yy_i}^+ - X_{xx_i}^+) e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + (X_{yy_i}^- - X_{xx_i}^-) e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta - \\ &- \frac{2 \sin 2\varphi_a}{r} \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta + \\ &+ \int_0^{\infty} \frac{kJ_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} [X_{zz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\alpha_i} + X_{zz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\alpha_i}] e^{k\eta} d\eta; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_i(r, \varphi_a, z, t) = & - \left\{ \cos \varphi_a \int_0^\infty \frac{J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{xz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + X_{xz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \right. \\
& + \sin \varphi_a \int_0^\infty \frac{J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{yz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{yz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \cos^2 \varphi_a \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{xx_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{xx_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \sin^2 \varphi_a \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{yy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{yy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \sin 2\varphi_a \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \frac{\cos 2\varphi_a}{r} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)dk}{k \cdot 2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[(Y_{yy_i}^+ - Y_{xx_i}^+) e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + (Y_{yy_i}^- - Y_{xx_i}^-) e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta - \\
& + \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Y_{zz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{zz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta + \\
& - \frac{2 \sin 2\varphi_a}{r} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)dk}{k \cdot 2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[X_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Y_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta \left. \right\} \\
\chi_i(r, \varphi_a, z, t) = & \sin \varphi_a \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Z_{xz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Z_{xz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{kt\eta} d\eta +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \cos \varphi_a \int_0^{\infty} \frac{k J_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Z_{yz_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Z_{yz_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{k\eta} d\eta + \\
& + \sin 2\varphi_a \int_0^{\infty} \frac{k J_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[(Z_{xx_i}^+ - Z_{yy_i}^-) e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} e^{k\eta} d\eta + (Z_{xx_i}^- - Z_{yy_i}^-) e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& + \cos 2\varphi_a \int_0^{\infty} \frac{k J_0(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Z_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Z_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{k\eta} d\eta - \\
& - \frac{2 \sin 2\varphi_a}{r} \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[(Z_{xx_i}^+ - Z_{yy_i}^+) e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + (Z_{xx_i}^+ - Z_{yy_i}^-) e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] e^{k\eta} - \\
& - \frac{2 \cos 2\varphi_a}{r} \int_0^{\infty} \frac{J_1(kr) dk}{2\pi j} \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \left[Z_{xy_i}^+ e^{k(z-H_{i-1})\beta_i} + Z_{xy_i}^- e^{k(H_{i-1}-z)\beta_i} \right] \cdot e^{k\eta} d\eta, \quad (2.15)
\end{aligned}$$

де $A_{xz_i}^+$, $A_{xz_i}^-$, $A = X, Y, Z$ – описують хвилі, що поширюються в напрямку зростання z і зменшення z в i -тому шарі.

Тоді порівнюючи для потенціалів φ , ψ , χ підінтегральні функції при $\cos \varphi_a$, $\sin \varphi_a$, $\cos^2 \varphi_a$, $\sin^2 \varphi_a$, $\sin 2\varphi_a$, $\frac{\cos 2\varphi_a}{r}$, $\frac{2 \sin 2\varphi_a}{r}$, що відносяться тільки до вогнища землетрусу, отримаємо первинне поле, що генерується в s і $s+1$ шар.

Наприклад для потенціалу φ підінтегральні функції при $\cos \varphi_a$:

$$X_{xz_s}^+ = \frac{1}{4\pi\varphi_s \eta^2} 2M_{xz} e^{-kh_s \alpha_s} \quad X_{xz_{s+1}}^- = -\frac{1}{4\pi\varphi_{s+1} \eta^2} 2M_{xz}$$

А, первинне поле, що генерується в s і $(s+1)$ шар

$$\begin{aligned}
Z_{lk_s} &= (X_{lk_s}^+, X_{lk_s}^-, Y_{lk_s}^+, Y_{lk_s}^-)^T, \quad Z_{lk_s}^* = (Z_{lk_s}^+, Z_{lk_s}^-)^T, \quad Z_{lk_{s+1}} = (X_{lk_{s+1}}^+, X_{lk_{s+1}}^-, Y_{lk_{s+1}}^+, Y_{lk_{s+1}}^-)^T, \\
Z_{lk_{s+1}}^* &= (Z_{lk_{s+1}}^+, Z_{lk_{s+1}}^-)^T, \quad l, k=x, y, z, \text{ записані через відповідні підінтегральні} \\
&\text{функції, наприклад [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:}
\end{aligned}$$

$$\mathbf{Z}_{xz_s} = \begin{pmatrix} X_{xz_s}^+ \\ X_{xz_s}^- \\ Y_{xz_s}^+ \\ Y_{xz_s}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2e^{-kh_s\alpha_s} \\ 0 \\ \frac{1+\beta_s^2}{\beta_s} e^{-kh_s\beta_s} \\ 0 \end{pmatrix} \frac{M_{xz}}{4\pi\varphi_s\eta^2}$$

Після підстановки формул (2.15) в (2.12) отримуємо для i -го шару значення для компонент переміщень і напружень в інтегральній формі, для яких амплітудні значення матимуть вигляд [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\begin{aligned} U_{z_i}^{(j)}(k, \eta, z) &= \alpha_i \left(X_{pq_i}^+ e^{k\alpha_i(z-H_{i-1})} - X_{pq_i}^- e^{k\alpha_i(H_{i-1}-z)} \right) - \left(Y_{pq_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} + Y_{pq_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)} \right) \\ U_{r_i}^{(j)}(k, \eta, z) &= X_{pq_i}^+ e^{k\alpha_i(z-H_{i-1})} + X_{pq_i}^- e^{k\alpha_i(H_{i-1}-z)} - \beta_i \left(Y_{pq_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} - Y_{pq_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)} \right) \\ U_{\varphi_i}^{(l)}(k, \eta, z) &= Z_{mn_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} + Z_{mn_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)}. \end{aligned}$$

$$T_{zz_i}^{(j)}(k, \eta, z) = \mu_i g_i \left(X_{pq_i}^+ e^{k\alpha_i(z-H_{i-1})} + X_{pq_i}^- e^{k\alpha_i(H_{i-1}-z)} \right) - 2\mu_i \beta_i \left(Y_{pq_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} - Y_{pq_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)} \right)$$

$$T_{rz_i}^{(j)}(k, \eta, z) = 2\mu_i \alpha_i \left(X_{pq_i}^+ e^{k\alpha_i(z-H_{i-1})} - X_{pq_i}^- e^{k\alpha_i(H_{i-1}-z)} \right) - \mu_i g_i \left(Y_{pq_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} + Y_{pq_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)} \right)$$

$$T_{\varphi_i}^{(l)}(k, \eta, z) = \mu_i \beta_i \left(Z_{mn_i}^+ e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} - Z_{mn_i}^- e^{k\beta_i(H_{i-1}-z)} \right) < \quad (2.16)$$

де $l=1, 2, 3, 4, 5$; $mn=xx, yy, xy, xz, yz$; $j=1, 2, 3, 4, 5, 6$; $pq=xx, yy, xy, xz, yz, zz$. Систему рівнянь (2.16) можна записати у вигляді матричних рівнянь [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\mathbf{W}_i^{(j)}(k, \eta, z) = \mathbf{A}_i \mathbf{L}_i \mathbf{Z}_{pg_i} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{W}_i^{*(l)}(k, \eta, z) = \mathbf{A}_i^* \mathbf{L}_i^* \mathbf{Z}_{m_i}^*, \quad (2.18)$$

де

$$\mathbf{A}_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 & -\beta_i & \beta_i \\ \alpha_i & -\alpha_i & -1 & -1 \\ 2\mu_i\alpha_i & -2\mu_i\alpha_i & -\mu_i g_i & -\mu_i g_i \\ \mu_i g_i & \mu_i g_i & -2\mu_i\beta_i & 2\mu_i\beta_i \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{L}_i = \begin{pmatrix} e^{k\alpha_i(z-H_{i-1})} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-k\alpha_i(z-H_{i-1})} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-k\beta_i(z-H_{i-1})} \end{pmatrix},$$

$$g_i = 1 + \beta_i^2,$$

$$\mathbf{A}_i^* = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \mu_i\beta_i & -\mu_i\beta_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{L}_i^* = \begin{pmatrix} e^{k\beta_i(z-H_{i-1})} & 0 \\ 0 & e^{-k\beta_i(z-H_{i-1})} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{W}_i^{(j)} = (U_{r_i}^{(j)}, U_{z_i}^{(j)}, T_{r_{z_i}}^{(j)}, T_{z_{z_i}}^{(j)})^T,$$

$$\mathbf{Z}_{p_{q_i}} = (X_{p_{q_i}}^+, X_{p_{q_i}}^-, Y_{p_{q_i}}^+, Y_{p_{q_i}}^-)^T,$$

$$\mathbf{W}_i^{*(l)} = (U_{\varphi_i}^{(l)}, T_{\varphi_i}^{(l)})^T,$$

$$\mathbf{Z}_{mm_i}^* = (Z_{mm_i}^+, Z_{mm_i}^-)^T .$$

Використовуючи умови жорсткого контакту та умови випромінювання згідно [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83];, отримаємо співвідношення для вільної поверхні [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:.

$$\begin{aligned} > U_{r0}^{(j)} = -\tilde{F}_1^{(j)} + \frac{N}{B} \tilde{F}_3^{(j)} + \frac{A}{B} \tilde{F}_4^{(j)} \\ U_{z0}^{(j)} = -\tilde{F}_2^{(j)} + \frac{A}{B} \tilde{F}_3^{(j)} + \frac{M}{B} \tilde{F}_4^{(j)} , < \end{aligned} \quad (2.19)$$

де

$$\tilde{\mathbf{F}}^{(j)} = \mathbf{D}_{s,1}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{(j)} = (\tilde{F}_1^{(j)}, \tilde{F}_2^{(j)}, \tilde{F}_3^{(j)}, \tilde{F}_4^{(j)})^T , \quad j=1 \div 6 \quad (2.20)$$

$$\mathbf{D}_{s,1}^{-1} = (d_{ij}^{-1}) = \mathbf{A}_s^{-1} \mathbf{L}_s^{-1} \mathbf{A}_s \mathbf{A}_{s-1}^{-1} \mathbf{L}_{s-1}^{-1} \mathbf{A}_{s-1} \dots \mathbf{A}_1^{-1} \mathbf{L}_1^{-1} \mathbf{A}_1 - \quad (2.21)$$

$\mathbf{D}_{s,1}^{-1}$ – характеристична матриця для середовища над джерелом.

A, B, M, N – це мінори другого порядку, які визначаються із характеристичної матриці $\mathbf{D} = (d_{ij})$ для всього середовища описані в роботах [5, 8-12, 16-18, 20-23, 26, 83]:. На границі, де розташоване джерело виконується наступне матричне рівняння, визначає вектор стрибків переміщень-напружень $\mathbf{F}^{(j)} = ([U_{r_s}^{(j)}], [U_{z_s}^{(j)}], [T_{rz_s}^{(j)}], [T_{zz_s}^{(j)}])^T$ через значення первинного поля:

$$\mathbf{F}^{(l)} = \mathbf{A}_{s+1} \mathbf{Z}_{pq_{s+1}} - \mathbf{A}_s \mathbf{L}_s \mathbf{Z}_{pq_s}. \quad (2.22)$$

Аналогічно і для *SH*- випадку:

$$U_{\varphi_0}^{(l)} = -\tilde{\mathbf{F}}_1^{*(l)} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} \tilde{\mathbf{F}}_2^{*(l)},$$

де

$$\mathbf{D}^* = (d_{ij}^*) = \mathbf{A}_{n+1}^* \mathbf{A}_n^* \mathbf{L}_n^* \mathbf{A}_{n-1}^* \dots \mathbf{A}_2^{*-1} \mathbf{A}_1^* \mathbf{A}_1^{*-1},$$

$$\tilde{\mathbf{F}}^{*(l)} = (\tilde{F}_1^*, \tilde{F}_2^*)^T = \mathbf{D}_{s,1}^{*-1} \cdot \mathbf{F}^{*(l)},$$

$$\mathbf{D}_{s,1}^{*-1} = (d_{ij}^{*''}) = \mathbf{A}_s^{*-1} \mathbf{L}_s^{*-1} \mathbf{A}_s^* \dots \mathbf{A}_1^{*-1} \mathbf{L}_1^{*-1} \mathbf{A}_1^*,$$

$$\tilde{\mathbf{F}}^{*(l)} = \left(\begin{bmatrix} U_{\varphi_s}^{(l)} \\ T_{\varphi_s}^{(l)} \end{bmatrix} \right)^T = \mathbf{A}_{s+1}^* \mathbf{Z}_{m_{s+1}}^* - \mathbf{A}_s^* \mathbf{L}_s^* \mathbf{Z}_{m_s}^*. \quad (2.23)$$

Використовуючи визначені через компоненти тензора сейсмічного моменту $\mathbf{F}^{(j)}$, $\mathbf{F}^{*(l)}$ ($j=1 \div 6$, $l=1 \div 5$) запишемо відповідні співвідношення для переміщень у спектральній області $U_{r_0}^{(j)}$, $U_{z_0}^{(j)}$, $U_{\varphi_0}^{(l)}$ згідно [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\text{Наприклад } U_{r_0}^{(1)} = -\tilde{F}_1^{(1)} + \frac{N}{B} \tilde{F}_3^{(1)} + \frac{A}{B} \tilde{F}_4^{(1)},$$

$$\tilde{\mathbf{F}}^{(1)} = \mathbf{D}_{s,1}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{(1)} = \begin{pmatrix} d_{11}'' & \dots & d_{14}'' \\ \dots & \dots & \dots \\ d_{41}'' & \dots & d_{44}'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{M_{xx}}{2\pi} = \frac{M_{xx}}{2\pi} \cdot \begin{pmatrix} d_{13}'' \\ d_{23}'' \\ d_{33}'' \\ d_{43}'' \end{pmatrix}.$$

Тоді:

$$U_{r_0}^{(1)} = \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right) \cdot \frac{M_{xx}}{2\pi},$$

де (d_{ij}'') – елементи матриці $\mathbf{D}_{s,1}^{-1}$.

Аналогічно і для інших співвідношень [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$U_{r_0}^{(2)} = \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right) \cdot \frac{M_{yy}}{2\pi},$$

$$U_{r_0}^{(3)} = \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right) \cdot \frac{M_{xy}}{2\pi}.$$

$$U_{r_0}^{(4)} = \frac{M_{zz}}{2\pi} \cdot \left\{ \left[-d_{12}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} - d_{13}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{N}{B} \cdot \left[d_{32}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} + d_{33}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{A}{B} \left[d_{42}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} + d_{43}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\}$$

$$U_{r_0}^{(5)} = \frac{M_{xz}}{2\pi\mu_s} \cdot \left(-d_{11}'' + \frac{N}{B} d_{31}'' + \frac{A}{B} d_{41}'' \right).$$

$$U_{r_0}^{(6)} = \frac{M_{yz}}{2\pi\mu_s} \cdot \left(-d_{11}'' + \frac{N}{B} d_{31}'' + \frac{A}{B} d_{41}'' \right). < \tag{2.24}$$

$$> U_{z_0}^{(1)} = \frac{M_{xx}}{2\pi} \cdot \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right),$$

$$U_{z_0}^{(2)} = \frac{M_{yy}}{2\pi} \cdot \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right),$$

$$U_{z_0}^{(3)} = \frac{M_{xy}}{2\pi} \cdot \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right),$$

$$U_{z_0}^{(4)} = \frac{M_{zz}}{2\pi}.$$

$$\cdot \left\{ \left[-d_{22}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} - d_{23}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{A}{B} \cdot \left[d_{32}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} + d_{33}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{M}{B} \left[d_{42}'' \cdot \frac{1}{\lambda_s + 2\mu_s} + d_{43}'' \cdot \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\},$$

$$U_{z_0}^{(5)} = \frac{M_{xz}}{2\pi\mu_s} \cdot \left(-d_{21}'' + \frac{A}{B} d_{31}'' + \frac{M}{B} d_{41}'' \right),$$

$$U_{z_0}^{(6)} = \frac{M_{yz}}{2\pi\mu_s} \cdot \left(-d_{21}'' + \frac{A}{B} d_{31}'' + \frac{M}{B} d_{41}'' \right) < \quad (2.25)$$

$$U_{\varphi_0}^{(1)} = \left(-d_{12}^{*''} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{*''} \right) \cdot \frac{M_{xx}}{4\pi}.$$

$$U_{\varphi_0}^{(2)} = \left(-d_{12}^{*''} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{*''} \right) \cdot \frac{M_{yy}}{4\pi},$$

$$U_{\varphi_0}^{(3)} = \left(-d_{12}^{*''} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{*''} \right) \cdot \left(-\frac{M_{xy}}{2\pi} \right),$$

$$U_{\varphi_0}^{(4)} = \left(-d_{11}^{*''} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{21}^{*''} \right) \cdot \frac{M_{xz}}{2\pi\mu_s},$$

$$U_{\varphi_0}^{(5)} = \left(-d_{11}^{*''} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{21}^{*''} \right) \cdot \left(-\frac{M_{yz}}{2\pi\mu_s} \right) < \quad (2.26)$$

Тоді повне поле переміщень на вільній поверхні, викликане стрибком переміщень-напружень, що описано тензором сейсмічного моменту, використовуючи співвідношення (2.24-2.26), можна записати у [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\begin{aligned}
u_z^{(0)}(r, z, \varphi_a, t) = & \frac{1}{2\pi\mu_s} \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta) \cdot \left(-d_{21}'' + \frac{A}{B} d_{31}'' + \frac{M}{B} d_{41}'' \right) e^{k\eta} d\eta + \\
& + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2(k, \eta) \cdot \\
& \cdot \left\{ - \left[d_{22}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{23}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{A}{B} \left[d_{32}'' \cdot \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{33}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \right. \\
& \left. + \frac{M}{B} \left[d_{42}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{43}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\} e^{k\eta} d\eta + \\
& + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3(k, \eta) \cdot \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right) e^{k\eta} d\eta + \\
& + \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_4(k, \eta) \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right) \cdot e^{k\eta} d\eta , \\
u_r^{(0)}(r, z, \varphi_a, t) = & \frac{1}{2\pi\mu_s} \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta) \cdot \left(-d_{11}'' + \frac{N}{B} d_{31}'' + \frac{A}{B} d_{41}'' \right) e^{k\eta} d\eta -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2(k, \eta) \cdot \\
& \cdot \left\{ -\left[d''_{12} \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d''_{13} \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{N}{B} \left[d''_{32} \cdot \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d''_{33} \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \right. \\
& \quad \left. + \frac{A}{B} \left[d''_{42} \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d''_{43} \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\} e^{k\eta} d\eta - \\
& -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3(k, \eta) \cdot \left(-d''_{13} + \frac{N}{B} d''_{33} + \frac{N}{B} d''_{43} \right) e^{k\eta} d\eta + \\
& + \frac{1}{r} \cdot \left\{ -\frac{1}{2\pi \mu_s} \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta) \left(-d''_{11} + \frac{N}{B} d''_{31} + \frac{A}{B} d''_{41} \right) \cdot e^{k\eta} d\eta + \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_4(k, \eta) \cdot \left(-d''_{13} + \frac{N}{B} d''_{33} + \frac{A}{B} d''_{43} \right) e^{k\eta} d\eta + \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{2\pi \mu_s} \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta) \left(-d''_{11} - \frac{d''_{12}^*}{d''_{11}^*} d''_{21} \right) \cdot e^{k\eta} d\eta - \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_4(k, \eta) \cdot \left(-d''_{12} - \frac{d''_{12}^*}{d''_{11}^*} d''_{22} \right) e^{k\eta} d\eta \right\} + \\
& + \frac{1}{r^2} \cdot \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_4(k, \eta) \left(-d''_{13} + \frac{N}{B} d''_{33} + \frac{A}{B} d''_{43} \right) \cdot e^{k\eta} d\eta + \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_4(k, \eta) \cdot \left(-d''_{12} - \frac{d''_{12}^*}{d''_{11}^*} d''_{22} \right) e^{k\eta} d\eta \right\}, \\
& u_\varphi^{(0)}(r, z, \varphi_a, t) = \frac{1}{2\pi \mu_s} \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_5(k, \eta) \cdot \left(-d''_{11} - \frac{d''_{12}^*}{d''_{11}^*} d''_{21} \right) e^{k\eta} d\eta +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6(k, \eta) \cdot \left(-d_{12}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{**} \right) e^{k\eta} d\eta + \\
& + \frac{1}{r} \cdot \left\{ \frac{1}{2\pi\mu_s} \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_5(k, \eta) \left(-d_{11}'' + \frac{N}{B} d_{31}'' + \frac{A}{B} d_{41}'' \right) \cdot e^{k\eta} d\eta - \right. \\
& - \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6(k, \eta) \cdot \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right) e^{k\eta} d\eta - \\
& - \frac{1}{2\pi\mu_s} \int_0^\infty \frac{k J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_5(k, \eta) \left(-d_{11}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{21}^{**} \right) \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& \left. + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6(k, \eta) \cdot \left(-d_{12}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{**} \right) e^{k\eta} d\eta \right\} + \\
& + \frac{1}{r^2} \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6(k, \eta) \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right) \cdot e^{k\eta} d\eta - \right. \\
& \left. - \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6(k, \eta) \cdot \left(-d_{12}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{**} \right) e^{k\eta} d\eta \right\}, < \quad (2.27)
\end{aligned}$$

де

$$> M_1 = M_{xz} \cos \varphi_a + M_{yz} \sin \varphi_a,$$

$$M_2 = M_{zz},$$

$$M_3 = \cos^2 \varphi_a \cdot M_{xx} + \sin^2 \varphi_a \cdot M_{yy} + \sin 2\varphi_a \cdot M_{xy},$$

$$M_4 = -\cos 2\varphi_a \cdot M_{xx} + \cos 2\varphi_a \cdot M_{yy} - 2 \sin 2\varphi_a \cdot M_{xy},$$

$$M_5 = M_{yz} \cos \varphi_a - M_{xz} \sin \varphi_a,$$

$$M_6 = \sin 2\varphi_a \cdot M_{xx} - \sin 2\varphi_a \cdot M_{yy} - 2 \cos 2\varphi_a \cdot M_{xy}. < \quad (2.28)$$

Таким чином, хвильове поле на вільній поверхні для далекої зони матиме вигляд [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\begin{pmatrix} u_z^{(0)} \\ u_r^{(0)} \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^3 \int_0^{\infty} k^2 \mathbf{I}_i L^{-1} [M_i \mathbf{g}_i] dk, \quad u_{\varphi}^{(0)} = \sum_{i=5}^6 \int_0^{\infty} k^2 J_i L^{-1} [M_i \mathbf{g}_{i\varphi}] dk$$

$$\mathbf{I}_1 = \begin{pmatrix} J_1 & 0 \\ 0 & J_0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{I}_2 = \begin{pmatrix} J_0 & 0 \\ 0 & J_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{I}_3 = \mathbf{I}_2 .$$

$$\mathbf{g}_i = \begin{pmatrix} g_{iz} \\ g_{ir} \end{pmatrix}, \quad J_5 = J_0, \quad J_6 = J_1 . < \quad (2.29)$$

А для близької [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\begin{aligned} > \begin{pmatrix} u_r^{(0)} \\ u_{\varphi}^{(0)} \end{pmatrix} = \frac{1}{r} \cdot \left(\int_0^{\infty} k \cdot J_1(kr) \cdot L^{-1} \cdot \left[\begin{pmatrix} M_1 \\ -M_5 \end{pmatrix} \cdot (\mathbf{g}_{1r} + 2\mathbf{g}_{5\varphi}) \right] dk + \right. \\ \left. + \int_0^{\infty} \left(k \cdot J_0(kr) - \frac{2J_1(kr)}{r} \right) \cdot L^{-1} \cdot \left[\begin{pmatrix} -M_4 \\ M_6 \end{pmatrix} \cdot (\mathbf{g}_{3r} + 2\mathbf{g}_{6\varphi}) \right] dk \right) \end{aligned}$$

$$u_z^{(0)} = \frac{1}{r} \cdot \int_0^{\infty} k \cdot J_1(kr) \cdot L^{-1} \cdot [M_4 \cdot \mathbf{g}_{3z}] dk .$$

де

$$g_{1z} = \left(-d_{21}'' + \frac{A}{B} d_{31}'' + \frac{M}{B} d_{41}'' \right) \cdot \frac{1}{2\pi\mu_s} ,$$

$$\begin{aligned}
g_{2z} &= \left\{ - \left[d_{22}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{23}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{A}{B} \left[d_{32}'' \cdot \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{33}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{M}{B} \left[d_{42}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{43}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\} \cdot \frac{1}{2\pi}, \\
g_{3z} &= \left(-d_{23}'' + \frac{A}{B} d_{33}'' + \frac{M}{B} d_{43}'' \right) \cdot \frac{1}{2\pi}, \\
g_{1r} &= \frac{1}{2\pi\mu_s} \cdot \left(-d_{11}'' + \frac{N}{B} d_{31}'' + \frac{A}{B} d_{41}'' \right), \\
g_{2r} &= -\frac{1}{2\pi} \cdot \left\{ - \left[d_{12}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{13}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \frac{N}{B} \left[d_{32}'' \cdot \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{33}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{A}{B} \left[d_{42}'' \frac{1}{\rho_s V_p^2} + d_{43}'' \left(\frac{2V_s^2}{V_p^2} - 1 \right) \right] \right\}, \\
g_{3r} &= -\frac{1}{2\pi} \cdot \left(-d_{13}'' + \frac{N}{B} d_{33}'' + \frac{A}{B} d_{43}'' \right), \\
g_{5\varphi} &= \left(-d_{11}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{21}^{**} \right) \cdot \frac{1}{2\pi\mu_s}, \\
g_{6\varphi} &= \left(-d_{12}^{**} - \frac{d_{12}^*}{d_{11}^*} d_{22}^{**} \right) \cdot \frac{1}{4\pi}. \quad (2.30)
\end{aligned}$$

Для того, щоб застосувати розв'язок прямої задачі для визначення тензора сейсмічного моменту, представимо його, використовуючи задачу про власні значення і власні вектори згідно роботи [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]. Крім того, поле переміщень, перенесене на вільну поверхню з точкового джерела \mathbf{F} із s -тої границі, будемо розглядати без врахування доданків у спектральній області, що містять інформацію про обмінні ефекти. Оскільки

тензор сейсмічного моменту буде визначено, виділяючи лише прямі P-і S-хвилі, то у дальших співвідношеннях залишаємо тільки $\exp(-kh_i\alpha_i)$, $\exp(-kh_i\beta_i)$

Таким чином, переміщення на вільній поверхні у спектральній області згідно роботи [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$U_z^{(0)} = -\tilde{F}_{2s}, U_r^{(0)} = -\tilde{F}_{1s}, U_\varphi^{(0)} = -\tilde{F}_{1s}^* . \quad (2.31)$$

де \tilde{F}_{2s} , \tilde{F}_{1s} , \tilde{F}_{1s}^* визначено із матричних рівнянь:

$$\tilde{\mathbf{F}} = (\tilde{F}_{1s}, \tilde{F}_{2s}, \tilde{F}_{3s}, \tilde{F}_{4s})^T = c_1^1 e^{-kh_1\alpha_1} \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_1 \\ 2\mu_1\alpha_1 \\ \mu_1g_1 \end{pmatrix} + c_3^1 e^{-kh_1\beta_1} \begin{pmatrix} -\beta_1 \\ -1 \\ -\mu_1g_1 \\ -2\mu_1\beta_1 \end{pmatrix} .$$

$$\tilde{\mathbf{F}}_s^* = (\tilde{F}_{1s}^*, \tilde{F}_{2s}^*) = c_1^1 \cdot e^{-kh_1\beta_1} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_1\beta_1 \end{pmatrix}$$

де коефіцієнти c_1^1 і c_3^1 визначаються за допомогою рекурентних співвідношень, які отримані в роботі [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83] і записані із врахуванням хвиль, що поширюються тільки вверх, тобто:

$$> c_1^1 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdot \dots \cdot \frac{1}{g_{s-1} - 2} \left(x_1^2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} x_2^2 \right) \cdot \dots \cdot \left(x_1^s + \frac{\alpha_s}{\alpha_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh_2\alpha_2 \dots - kh_s\alpha_s} \cdot c_1^s ,$$

$$c_3^1 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdot \dots \cdot \frac{1}{g_{s-1} - 2} \left(x_1^2 + \frac{\beta_2}{\beta_1} x_2^2 \right) \cdot \dots \cdot \left(x_1^s + \frac{\beta_s}{\beta_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh_2\beta_2 \dots - kh_s\beta_s} \cdot c_3^s$$

Тоді поле переміщень на вільній поверхні шаруватого півпростору для виділених P і S хвиль [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$u_z^{(0)} = u_z^{(0)p} + u_z^{(0)s}, \quad (2.32)$$

де

$$\begin{aligned} > u_z^{(0)p} = \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1 \cdot g_{1z}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \\ & + \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{2z}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3 \cdot g_{3z}^p \cdot e^{k\eta} d\eta, \\ u_z^{(0)s} = \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1 \cdot g_{1z}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \\ & + \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2 \cdot g_{2z}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3 \cdot g_{3z}^s \cdot e^{k\eta} d\eta, \quad (2.33) \end{aligned}$$

де

$$> g_{1z}^p = \frac{1}{2\pi\mu_s} a_1, \quad g_{1z}^s = \frac{1}{2\pi\mu_s} \frac{g_s}{2\beta_s} a_2,$$

$$g_{2z}^p = -\frac{1}{2\pi} \frac{\alpha_s}{2\mu_s} a_1, \quad g_{2z}^s = -\frac{1}{2\pi} \frac{\alpha_s}{2\mu_s} a_2,$$

$$g_{3z}^p = \frac{1}{2\pi} \frac{\alpha_s}{2\mu_s \alpha_s} a_1, \quad g_{3z}^s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2\mu_s} a_2,$$

$$a_1 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdots \frac{1}{g_s - 2} \left[\left(x_1^2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} x_1^2 \right) \cdots \left(x_1^2 + \frac{\alpha_s}{\alpha_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh\alpha_1 \dots kh\alpha_s} \cdot \alpha_1 \right],$$

$$a_2 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdots \frac{1}{g_s - 2} \left[\left(x_1^2 + \frac{\beta_2}{\beta_1} x_1^2 \right) \cdots \left(x_1^2 + \frac{\beta_s}{\beta_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh\beta_1 \dots kh\beta_s} \cdot (-1) \right].$$

$$u_r^{(0)} = u_r^{(0)p} + u_r^{(0)s}, \quad (2.34)$$

де

$$\begin{aligned} > u_r^{(0)p}(r, \varphi_a, t) = \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{1r}^p \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\ &+ \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{2r}^p e^{kt\eta} d\eta + \\ &+ \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{3r}^p \cdot e^{kt\eta} d\eta, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_r^{(0)s}(r, \varphi_a, t) = & \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_1(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{1r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_2(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{2r}^s e^{k\eta} d\eta + \\
& + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_3(k, \eta, \varphi_a) \cdot g_{3r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta, < \quad (2.35)
\end{aligned}$$

$$> g_{1r}^p = \frac{1}{2\pi\mu_s} b_1, \quad g_{1r}^s = \frac{1}{2\pi\mu_s} \frac{g_s}{2\beta_s} b_2,$$

$$g_{2z}^p = \frac{1}{2\pi} \frac{\alpha_s}{2\mu_s} b_1, \quad g_{2r}^s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2\mu_s} b_2,$$

$$g_{3r}^p = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{2\mu_s \alpha_s} b_1, \quad g_{3r}^s = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{2\mu_s} b_2, <$$

$$> b_1 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdot \dots \cdot \frac{1}{g_s - 2} \left[\left(x_1^2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} x_2^2 \right) \cdot \dots \cdot \left(x_1^2 + \frac{\alpha_s}{\alpha_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh\alpha_1 \dots kh\alpha_s} \right],$$

$$b_2 = \frac{1}{g_1 - 2} \cdot \dots \cdot \frac{1}{g_s - 2} \left[\left(x_1^2 + \frac{\beta_2}{\beta_1} x_2^2 \right) \cdot \dots \cdot \left(x_1^2 + \frac{\beta_s}{\beta_{s-1}} x_2^s \right) e^{-kh\beta_1 \dots kh\beta_s} \cdot (-\beta_1) \right].$$

$$\begin{aligned}
u_{\varphi}^{(0)} = u_{\varphi}^{(0)s} = & \left[-\sin \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \tilde{l}_1 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2\pi\mu_s} \cdot M_{xz} \cdot e^{k\eta} d\eta - \right. \\
& - \cos \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \tilde{l}_1 \left(-\frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{2\pi\mu_s} \cdot M_{yz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& + \sin 2\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \tilde{l}_1 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{\mu_s \beta_s} \cdot M_{xx} \cdot e^{k\eta} d\eta - \\
& - \sin 2\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \tilde{l}_1 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{\mu_s \beta_s} \cdot M_{yy} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& \left. + \cos \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \tilde{l}_1 \left(-\frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\mu_s \beta_s} M_{xy} \cdot e^{k\eta} d\eta \right] = \\
= & \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_5 g_{5\varphi}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_6 g_{6\varphi}^s \cdot e^{k\eta} d\eta, \quad (2.36)
\end{aligned}$$

де

$$g_{5\varphi}^s = \frac{1}{2\pi\mu_s} l_1, \quad g_{6\varphi}^s = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{\mu_s \beta_s} l_1$$

$$l_1 = \frac{1}{2^s} \left[\left(1 + \frac{\mu_2 \beta_2}{\mu_1 \beta_1} \right) \cdot \dots \cdot \left(1 + \frac{\mu_s \beta_s}{\mu_{s-1} \beta_{s-1}} \right) \right] e^{-kh_1 \beta_1 \dots - kh_s \beta_s} .$$

А перейшовши від циліндричної до декартової системи координат, отримаємо поле переміщень, яке викликане тільки прямими Р та S хвилями [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83]:

$$\begin{aligned} > u_x^p = \left[\int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (M_{xz} \cos \varphi + M_{yz} \sin \varphi) \cdot g_{1r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \right. \\ & \quad \left. + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \right. \\ & \quad \left. + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\cos^2 \varphi \cdot M_{xx} + \sin^2 \varphi \cdot M_{yy} + \sin 2\varphi \cdot M_{xy}) \cdot g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta \right] \cos \varphi = \\ & = \cos^2 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xz} \cdot g_{1r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos \varphi \sin \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yz} \cdot g_{1r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \\ & + \cos \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos^3 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xx} \cdot g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \\ & \cos \varphi \sin^2 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yy} g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos \varphi \sin 2\varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xy} g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta , \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_x^s &= \cos^2 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xz} \cdot g_{1r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos \varphi \sin \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yz} \cdot g_{1r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
&+ \cos \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos^3 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xx} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
&\cos \varphi \sin^2 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yy} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos \varphi \sin 2\varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xy} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta - \\
&- \sin \varphi \left[\int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (M_{yz} \cos \varphi - M_{xz} \sin \varphi) \cdot g_{5\varphi}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \right. \\
&\left. + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\sin 2\varphi \cdot M_{xx} - \sin 2\varphi \cdot M_{yy} - 2 \cos 2\varphi \cdot M_{xy}) \cdot g_{6\varphi}^s \cdot e^{k\eta} d\eta \right] = \\
&= \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (g_{1r}^s \cdot \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cdot g_{5\varphi}^s) M_{xz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
&+ \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \cos \varphi \sin \varphi (g_{1r}^s - g_{5\varphi}^s) \cdot M_{yz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
&+ \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} g_{2r}^s \cdot M_{zz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
&\int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\cos^3 \varphi \cdot g_{3r}^s - \sin \varphi \sin 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{xx} \cdot e^{k\eta} d\eta +
\end{aligned}$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\cos \varphi \cdot \sin^2 \varphi \cdot g_{3r}^s + \sin \varphi \sin 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{yy} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\cos \varphi \cdot \sin 2\varphi \cdot g_{3r}^s + 2 \sin \varphi \cos 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{xy} \cdot e^{k\eta} d\eta < (2.37)$$

>

$$u_y^p = \sin \varphi \cdot \cos \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xz} \cdot g_{1r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \sin^2 \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yz} \cdot g_{1r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \sin \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \cos^2 \varphi \cdot \sin \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xx} \cdot g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \sin^3 \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yy} \cdot g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \sin \varphi \cdot \sin 2\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xy} \cdot g_{3r}^p \cdot e^{k\eta} d\eta ,$$

$$u_y^s = \sin \varphi \cos \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xz} \cdot g_{1r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \sin^2 \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yz} \cdot g_{1r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta + \sin \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2r}^s \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$\begin{aligned}
& + \cos^2 \varphi \cdot \sin \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xx} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\
& \sin^3 \varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{yy} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{kt\eta} d\eta + \sin \varphi \cdot \sin 2\varphi \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{xy} \cdot g_{3r}^s \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \cos \varphi \left[\int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (M_{yz} \cos \varphi - M_{xz} \sin \varphi) g_{5\varphi}^s \cdot e^{kt\eta} d\eta + \right. \\
& \left. + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\sin 2\varphi M_{xx} - \sin 2\varphi M_{yy} - 2 \cos 2\varphi \cdot M_{xy}) g_{6\varphi}^s \cdot e^{kt\eta} d\eta \right] = \\
& = \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin \varphi \cos \varphi (g_{1r}^s - g_{5\varphi}^s) \cdot M_{xz} \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \int_0^\infty \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\sin^2 \varphi \cdot g_{1r}^s + \cos^2 \varphi \cdot g_{5\varphi}^s) \cdot M_{yz} \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} g_{2r}^s \cdot \sin \varphi \cdot M_{zz} \cdot e^{kt\eta} d\eta + \\
& + \int_0^\infty \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\cos^2 \varphi \sin \varphi \cdot g_{3r}^s + \cos \varphi \cdot \sin 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{xx} \cdot e^{kt\eta} d\eta +
\end{aligned}$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\sin^3 \varphi \cdot g_{3r}^s - \cos \varphi \cdot \sin 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{yy} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} (\sin \varphi \sin 2\varphi \cdot g_{3r}^s - 2\cos \varphi \cdot \cos 2\varphi \cdot g_{6\varphi}^s) \cdot M_{xy} \cdot e^{k\eta} d\eta , <(2.38)$$

>

$$u_z^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \cos \varphi \cdot g_{1z}^p \cdot e^{k\eta} \cdot M_{xz} d\eta + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin \varphi \cdot g_{1z}^p \cdot M_{yz} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} M_{zz} \cdot g_{2z}^p \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \cos^2 \varphi \cdot g_{3z}^p \cdot M_{xx} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin^2 \varphi \cdot g_{3z}^p \cdot M_{yy} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin 2\varphi \cdot g_{3z}^p \cdot M_{xy} \cdot e^{k\eta} d\eta ,$$

$$u_z^s = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \cos \varphi \cdot g_{1z}^s \cdot M_{xz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin \varphi \cdot g_{1z}^s \cdot M_{yz} \cdot e^{k\eta} d\eta +$$

$$\begin{aligned}
& + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} g_{2z}^s M_{zz} \cdot e^{k\eta} d\eta + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \cos^2 \varphi \cdot g_{3z}^s \cdot M_{xx} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin^2 \varphi \cdot g_{3z}^s \cdot M_{yy} \cdot e^{k\eta} d\eta + \\
& + \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} dk \int_{\delta-j\infty}^{\delta+j\infty} \sin 2\varphi \cdot g_{3z}^p \cdot M_{xy} \cdot e^{k\eta} d\eta < (2.39)
\end{aligned}$$

Отже, у другому розділі розглянуто базові співвідношення та математичне моделювання для поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі, використовуючи матричний метод та його модифікації, які представлено у роботах [5, 8-12, 16-23, 26, 40, 44 83]. Дані співвідношення в наступних розділах будуть використані як базові для визначення механізму вогнища за даними обмеженої кількості станцій та розв'язку задач у випадку розподіленого джерела. Слід зазначити, що отримані співвідношення у роботі [5, 9-12, 16-18, 20, 26, 83] особливо важливі у частині виділення прямих Р-хвиль, оскільки саме таке виділення застосовано для методу визначення механізму вогнища за даними обмеженої кількості станцій.

Розділ 3

Визначення механізмів вогнищ землетрусів

У даному розділі розглядається одна з основних задач сейсмології – визначення механізмів вогнищ землетрусів для точкового джерела. Для розв’язку даної задачі запропоновано використати два методи – графічний (кінематичний підхід) та метод за даними обмеженої кількості станцій (динамічний підхід) [1-3, 5, 6, 14, 15, 23, 24, 27, 29, 55, 83, 92, 93]. Дані методи апробовано на подіях Карпатського регіону та інших сейсмоактивних регіонах. Знайдені розв’язки параметрів механізму вогнища дозволяють аналізувати, що відбуваються під час землетрусу, описують загальні тектонічні процеси в регіональному і глобальному масштабі, дозволяють розв’язувати інші важливі задачі сейсмології, наприклад, визначення тензора напруження середовища не можливо без інформації про параметри механізмів вогнищ, що відбулися в даному регіоні. Визначення параметрів розподіленого джерела також неможливо без параметрів орієнтації площини розриву та напрямку посувки.

3.1. Механізм вогнища землетрусу та його параметри

Механізм вогнища землетрусу – це представлення того, що відбуваються у вогнищі під дією сил стиску і розтягу. Вогнище землетрусу розглядається як точкове джерело, тобто таке, розмірами якого можна знехтувати. Зміщення від такого джерела в дальній зоні для P – та для S – хвиль розподілене за певним законом, представленим діаграмами випромінювання на рис 3.1

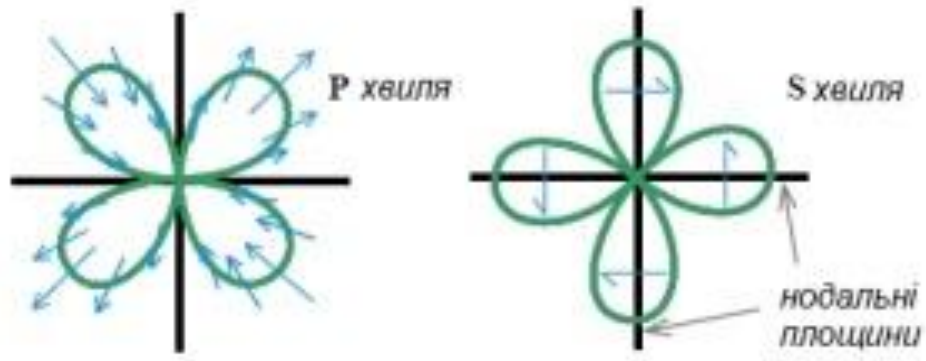


Рисунок 3.1. Діаграма випромінювання для P – та для S – хвиль [40].

Відповідно до цього, на сейсмограмі P – хвиля викликати зміщення вгору, коли рух відбувається від джерела, тобто вступатиме зі знаком «+», і зміщення вниз, коли рух відбувається до джерела, тобто вступатиме зі знаком «-» (рис.3.2). Крім того, амплітуда P – хвилі на сейсмограмі буде залежати від розміщення сейсмологічної станції відносно джерела.

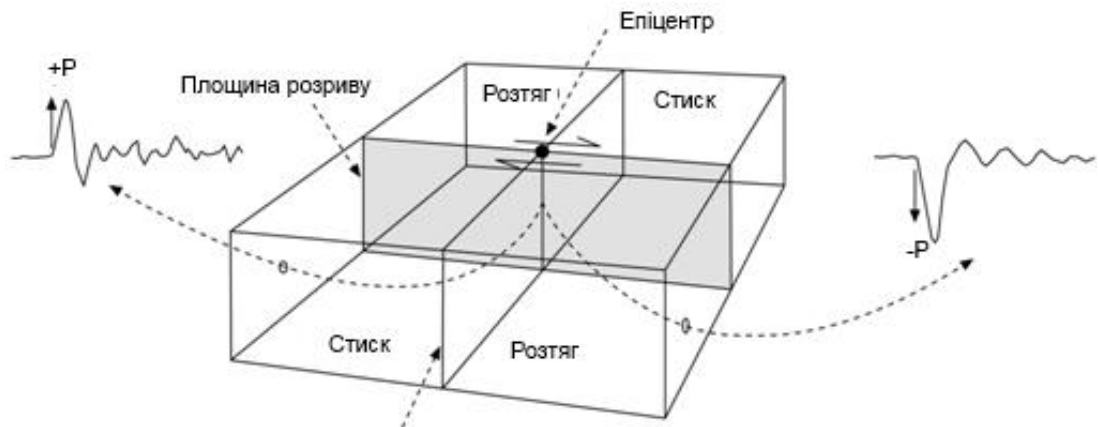


Рисунок 3.2. Перші вступу P – хвиль

Закономірність розподілу полярностей вступу P – хвиль вперше зауважив Накано. Сейсмічні станції, які зафіксували землетрус, розділилися між собою на області із знаками вступу «+» і «-». Дані області розділяють

нодальними площинами, орієнтація яких відповідає орієнтації можливих площин розриву. Розрив представляють як дві поверхні – висячу і лежачу сторони розлому, що рухаються одна відносно другої (рис. 3.3). Орієнтація даних поверхонь є орієнтацією одної з нодальних площин. Інша нодальна площина є перпендикулярною до неї. Орієнтація обох нодальних площин представлено параметрами, що визначають із розв'язку задачі про механізм вогнища землетрусу і представляють для кожної через азимут площини φ_s і кут падіння площини δ (рис. 3.3). Азимут відраховується від півночі до напрямку простилання і може приймати значення в межах від 0° до 360° , кут падіння визначають від вільної поверхні і його значення знаходиться в межах від 0° до 90° . Ще одним параметром, необхідним для повного представлення механізму вогнища, є напрям вектора посувки, що визначається на площині розриву кутом λ від напрямку простилання до напрямку вектора посувки (рис. 3.3). В залежності від того, в якому напрямку відбувається зміщення висячої сторони розлому відносно лежачої сторони, значення кута λ змінюється від 0° до 180° при зміщенні вгору і від 0° до -180° при зміщенні вниз [40].

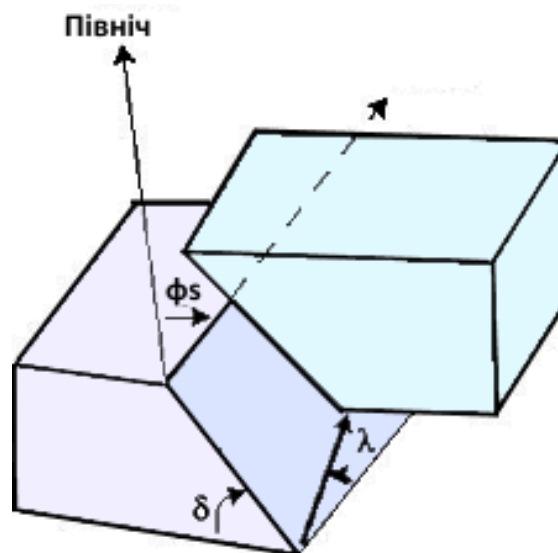


Рисунок 3.3. Дві сторони розриву та орієнтація площини розриву і напрям подвигки

Графічно механізм вогнища землетрусу прийнято зображувати у вигляді так званого *beach ball* – схематичного представлення областей стиску та розтягу на стереографічній проекції фокальної сфери, тобто сфери малого радіусу, що оточує джерело землетрусу (рис. 3.4).

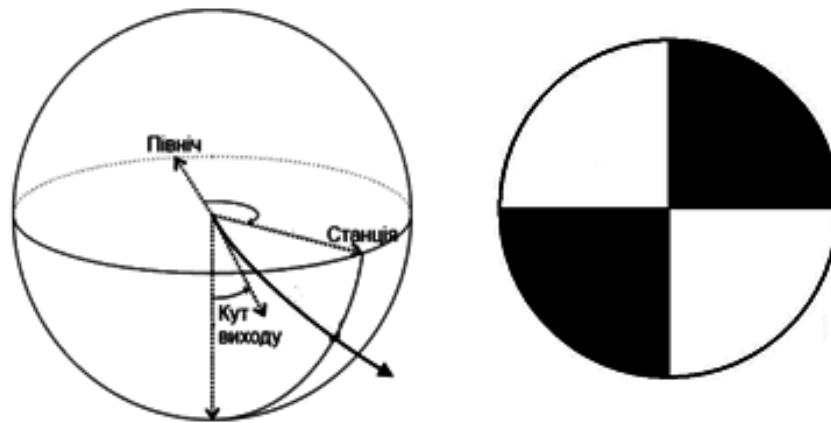


Рисунок 3.4. Зображення фокальної сфери та механізму вогнища у вигляді *beach ball*

Знаючи орієнтацію площини розриву через кути φ_s , δ , λ , механізм вогнища землетрусу також можна представити у вигляді тензора сейсмічного моменту:

$$\begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{xy} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{xz} & M_{yz} & M_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.1),$$

компоненти якого в декартовій системі координат пов'язанні з параметрами механізму вогнища рівняннями [40]:

$$\begin{aligned}
M_{xx} &= -M_0(\sin \delta \cos \lambda \sin 2\varphi_s + \sin 2\delta \sin \lambda \sin^2 \varphi_s), \\
M_{xy} &= M_0(\sin \delta \cos \lambda \cos 2\varphi_s + \frac{1}{2} \sin 2\delta \sin \lambda \sin 2\varphi_s), \\
M_{xz} &= -M_0(\cos \delta \cos \lambda \cos \varphi_s + \cos 2\delta \sin \lambda \sin \varphi_s), \\
M_{yy} &= M_0(\sin \delta \cos \lambda \sin 2\varphi_s - \sin 2\delta \sin \lambda \cos^2 \varphi_s), \\
M_{yz} &= -M_0(\cos \delta \cos \lambda \sin \varphi_s - \cos 2\delta \sin \lambda \cos \varphi_s), \\
M_{zz} &= M_0 \sin 2\delta \sin \lambda
\end{aligned}
\tag{3.2}$$

У залежності від отриманих параметрів механізму вогнища оцінюють характер зсувної дислокації, тобто вид розлому. Виділяють такі основні види розлому:

- 1) Зсув, або розрив зі зміщенням вздовж простирання, – це розрив, при якому зміщення відбувається на вертикальній площині, тобто $\delta = \frac{\pi}{2}$, в напрямку простирання або протилежному напрямку, тоді $\lambda=0$ або π . Розрізняють правосторонній ($\lambda = \pi$) і лівосторонній зсув ($\lambda=0$). (рис. 3.5)

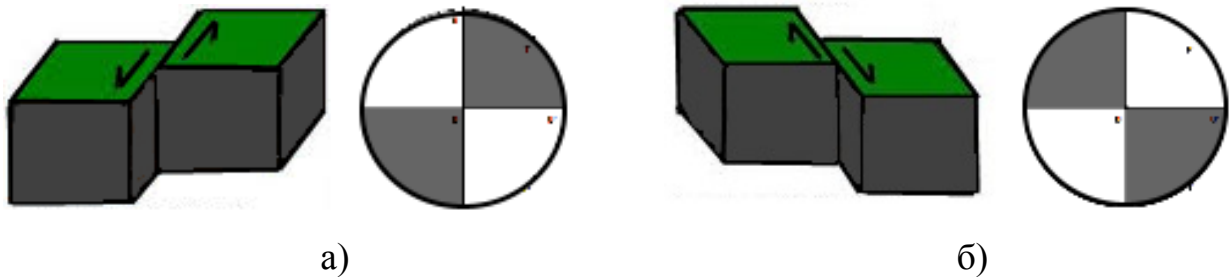


Рис.3.5 Зображення лівостороннього (а) і правостороннього (б) зсуву та відповідні їм механізми

- 2) Розрив зі зміщенням вздовж падіння – це розрив, при якому зміщення відбувається на вертикальній площині ($\delta = \frac{\pi}{2}$), в напрямку падіння площини. При цьому напрямок посувки може бути вгору

($\lambda = \frac{\pi}{2}$), тоді кажуть про чистий насув, а може бути вниз ($\lambda = -\frac{\pi}{2}$), тоді кажуть про чистий скид. (рис. 3.6)

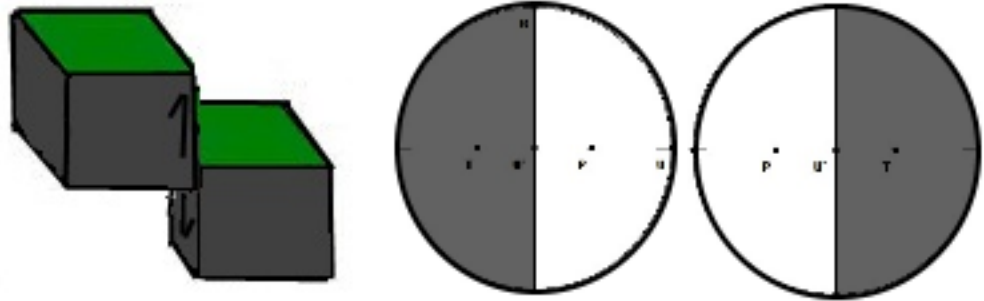


Рис.3.6 Розрив зі зміщенням вздовж падіння і відповідні механізми вогнищ

3) Насув – розрив для якого $\delta \neq \frac{\pi}{2}$ і 0 , а значення λ знаходиться в межах $(0, \pi)$ (рис. 3.7).

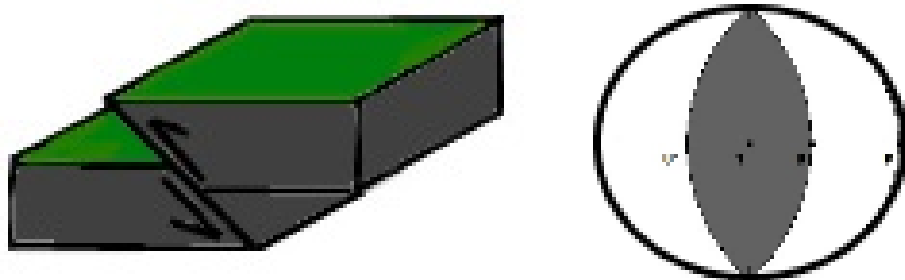


Рис.3.7 Вид розриву насув і відповідний механізм

4) Скид – розрив для якого $\delta \neq \frac{\pi}{2}$ і 0 , а значення λ знаходиться в межах $(-\pi, 0)$ (рис. 3.8)

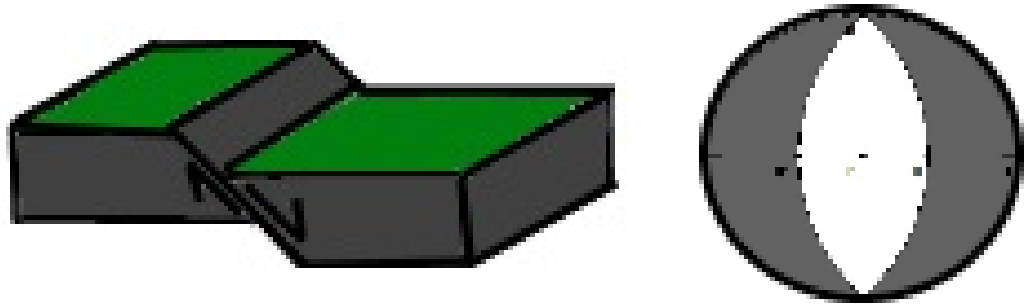


Рис.3.8 Вид розриву скид і відповідний механізм

- 5) Комбінація насув-зсув або скид-зсув (рис. 3.9). Розрив для якого $\delta \neq \frac{\pi}{2}$ і $\lambda \neq -\pi, -\frac{\pi}{2}, 0, \frac{\pi}{2}, \pi$.

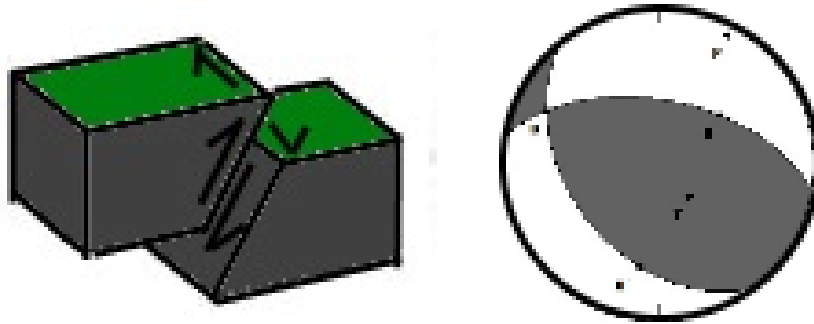


Рис.3.9 Розрив, представлений комбінацією насув-зсув

3.2. Визначення механізмів вогнищ графічним методом

Механізм вогнища землетрусу, як вже згадувалось вище, безпосередньо залежить від полярностей вступу Р-хвиль, а точніше їх розподілу, відносно вогнища землетрусу, на зони стиску та розтягу, які розділенні нодальними площинами – таке припущення зроблено Накано ще близько 100 років тому. На даному припущенні базується класичний графічний метод визначення механізму вогнища землетрусу. Протягом багатьох років його описували багато вчених, вносячи до нього свої доповнення чи особливості застосування [19, 40, 73, 77, 99, 104].

Дані з усіх станцій про полярності першого імпульсу розміщені по азимуту довкола епіцентру за певною схемою. Їх умовно можна розділити лініями на квадранти стиску і розтягу, що є взаємно перпендикулярними [73, 77, 99, 104]. Такий квадратний розподіл і визначає діаграму направленості випромінювання зсувної дислокації для Р-хвиль. Діаграму направленості найзручніше представляти на фокальній сфері малого радіусу з центром в джерелі (рис.3.4). Розміщення точок на фокальній сфері визначається кутом виходу променя, який відраховується від вертикалі і азимутом на станцію, що визначається від напрямку на північ до станції. Щоб показати фокальну сферу на площині, використовують її стереографічну проекцію [73, 77, 99, 104], та сітку Шмідта або Вульфа. Таким чином, саме з проекції фокальної сфери і визначають параметри механізму вогнища, тобто орієнтацію площини розриву, напрямок посувки, орієнтації головних осей напружень [73, 77, 99, 104].

Такий метод визначення механізмів вогнищ успішно використовується протягом багатьох років, зокрема для сильних землетрусів. Сьогодні класичний графічний метод, крім того що використовується для визначення механізмів вогнищ, є ще добрим засобом перевірки отриманих результатів іншими методами.

Точність визначення параметрів вогнищ графічним методом залежить від кількості і якості вхідних даних: від кількості станцій, які зафіксували подію; від точності визначення епіцентральної відстані; глибини вогнища землетрусу; від точності визначення кутів виходу, які, в свою чергу, залежать від швидкісної моделі середовища; а також від точності визначення знаку вступу Р-хвилі на вертикальній компоненті запису події. Для землетрусів з магнітудою більше 4 дані фактори також мають значення, що буде показано далі на прикладі землетрусу, що відбувся біля о. Мальта, але особливо вони є важливі для слабких землетрусів, що відбуваються в районах з малою сейсмічною активністю, таких як Карпатський регіон України.

Як правило, чим слабший землетрус, тим менше станцій його реєструють, і тим менше вхідних даних ми маємо для побудови механізму вогнища. Тому, важливо на початковому етапі обробки даних виключити похибку, коли проекція променя на станцію не потрапляє у відповідний квадрант розподілу. Наприклад, на сейсмограмі певної станції було зафіксовано на вертикальній компоненті знак «+», а проекція даного променя потрапляє у квадрант розтягу і лежить поряд з проекціями променів на станції, які зареєстрували на вертикальній компоненті знак «-». Дана похибка може виникнути через інверсію знаків на приладі, який записував подію. Якщо для землетрусів, які реєструються великою кількістю станцій даною проблемою можна знехтувати, не взявши до уваги таку станцію, то для слабких землетрусів це може змінити результат. Щоб вирішити дану проблему, слід на етапі опрацювання даних брати до уваги можливу інверсію знаків на кожній станції. У випадку, якщо такої інформації немає, потрібно перевірити наявність інверсії знаків з допомогою записів сильних землетрусів. Відомо, що для далеких і сильних землетрусів, при визначенні їхнього механізму вогнища, точки, що позначають проекції променів на станції з одного регіону, мають дуже близькі значення азимуту і кута виходу, а отже потрапляють в один квадрант. Механізми вогнищ сильних землетрусів є відомими з всесвітнього сейсмологічного бюлетеня [68]. Таким чином, можна визначити відомий знак, який повинні реєструвати сейсмометри на станціях певного регіону. Перевіривши полярності вступу Р-хвилі на кожній станції, будемо мати інформацію про наявність інверсії знаків на вертикальних компонентах.

Важливими вхідними даними є нечіткі вступу Р-хвилі [14, 51]. Часто через зашумлені записи також зменшується кількість станцій, дані з яких можна використати для визначення механізму вогнища. Але існують випадки, коли нечіткий вступ Р-хвилі спостерігається лише на вертикальній компоненті, в той час як на іншій компоненті можна побачити чіткий вступ (рис. 3.10). В такому випадку варто говорити не про погану якість запису, а

про користь такої інформації. Адже відомо, що найбільша амплітуда Р-хвилі спостерігається біля осей стиску або розтягу, а біля нодальних площин прямує до нуля [40, 51]. Тому проекція променів із таких станцій буде лежати на нодальних лініях [51]. Іншими словами, при розподілі на зони стиску і розтягу нодальні лінії проходять через точки, що позначають нечіткі вступу Р-хвилі на вертикальній компоненті.

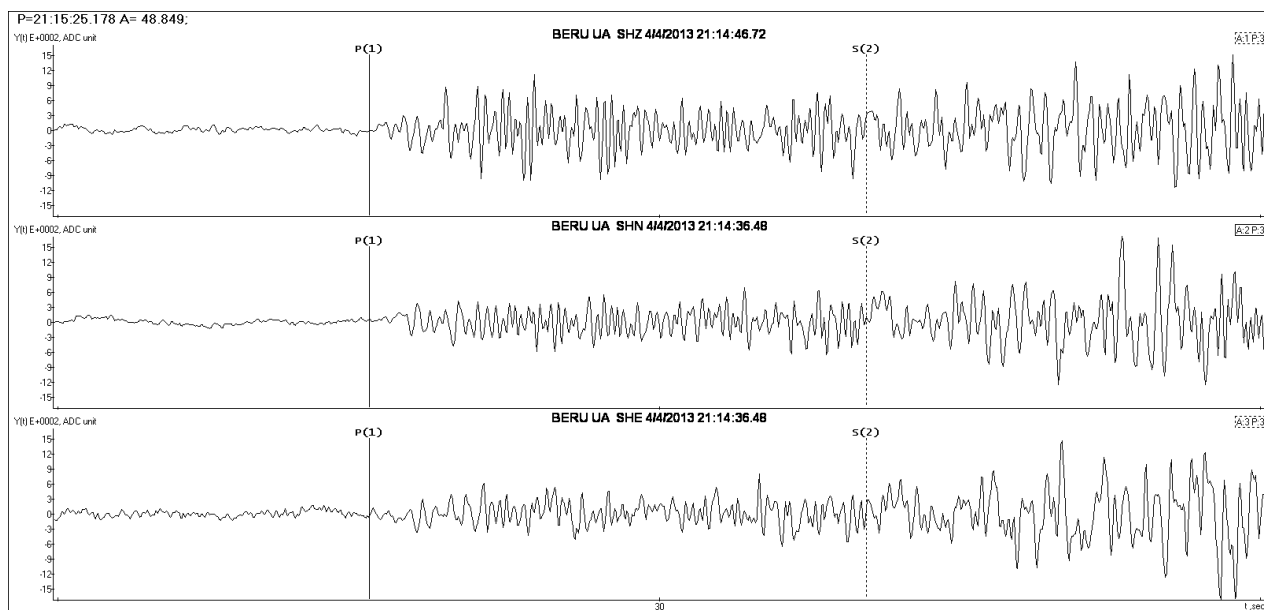


Рис. 3.10. Запис сейсмограми землетрусу 4.04.2013 біля с. Нижнє Селище ($\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$, $h=1.73$ км). На вертикальній компоненті спостерігався нечіткий знак вступу Р-хвилі (перший запис)

Для визначення механізмів вогнищ слабких землетрусів додатковими вхідними даними є величини логарифму відношення амплітуди S-хвилі до амплітуди Р-хвилі на кожній станції [61]. Дане припущення впливає з діаграми випромінювання Р– та S– хвиль для зсувної дислокації, відповідно до якої амплітуда Р-хвилі є найбільшою біля осей стиску або розтягу, а найменшою біля нодальних площин (рис. 3.1), а амплітуда S-хвилі є найбільшою на нодальних площинах, а найменшою біля осей стиску або розтягу. Таким чином, величина логарифму відношення буде найменшою

біля осей стиску або розтягу, тобто всередині квадрата, а при наближенні до подальних площин ця величина зростатиме. Звісно, дана величина є досить відносною і конкретне її значення не може служити критерієм, що станція знаходиться на подальній площині. Але, враховуючи значення логарифмів відношень для усіх станцій, можна визначити розміщення подальних площин відносно даних станцій. Такий підхід має також і свої недоліки і є лише додатковою інформацією для визначення розміщення подальних площин. Адже не завжди вдається визначити величини амплітуд, які визначаються як піки першого півперіоду після вступу хвилі, так як іноді важко визначити сам вступ, особливо S-хвилі. Поряд з тим, величина логарифму відношення зберігає свою вагу щодо розміщення подальних ліній навіть після фільтрування запису [61]. Якщо через зашумленість записів неможливо визначити знак вступу, то величина логарифму відношення амплітуд, визначена з фільтрованих даних, може вказати чи проекція променя на дану станцію буде знаходитись всередині квадранту, чи біля подальної лінії, і тим самим допомогти у виборі кращого варіанту розміщення подальних ліній.

У даній роботі запропоновано використовувати графічний метод з різними видами його модифікації в залежності від наявності відповідної інформації [1, 6, 14, 23, 27, 55, 93]. Необхідними даними для визначення механізму вогнища графічним методом є координати епіцентру, глибина залягання вогнища, координати сейсмологічних станцій, що зареєстрували землетрус, швидкісна модель середовища. Вважаємо, що дана інформація є достовірною і не потребує перевірки. Надалі визначення механізму вогнища землетрусу відбувається за певним алгоритмом, деякі пункти якого є просто рекомендацією і можуть опускатися, якщо це є лише додаткова інформація (рис. 3.11).

Отже, модифікований графічний метод вимагає таких дій:

- перевірка наявності інверсії знаку на сейсмометрах на кожній станції в даний період (носить необов'язковий рекомендаційний характер);

- визначення знаків вступу Р-хвилі на вертикальній компоненті z, в тому числі і нечітких вступів («up» або «+» – перший вступ Р-хвилі на вертикальній компоненті вгору, «down» або «-» – перший вступ Р-хвилі на вертикальній компоненті вниз, нечіткі вступу «e») (дана інформація вже може бути задана);

- обчислення значень логарифмів відношення амплітуд S-хвиль до амплітуд Р-хвиль на кожній станції ($\lg S/P$) (цей пункт є теж рекомендацією і виконується, коли є можливість визначити дану величину та необхідно вибрати варіант розміщення нодальних ліній);

- обчислення азимуту на станцію від напрямку на північ (ϕ) та кута виходу променя хвильового фронту з вогнища на станцію (i) (дана інформація може бути задана, а може обчислюватися, використовуючи інформацію про координати гіпоцентру, координати станцій та швидкісну модель середовища);

- нанесення на стереографічну сітку точок проєкцій променів стиску та розтягу, а також точок проєкцій нечітких вступів, якщо вони є. Від напрямку на північ вздовж кола відкладають азимут ϕ на станцію, від центру в напрямку позначки про азимут відкладають кут виходу i (рис. 3.11). Якщо кут виходу є більший за 90° (промінь виходить у верхню півплощину), то відкладають точку з азимутом зміненим на 180° та кутом виходу $180^\circ - i$;

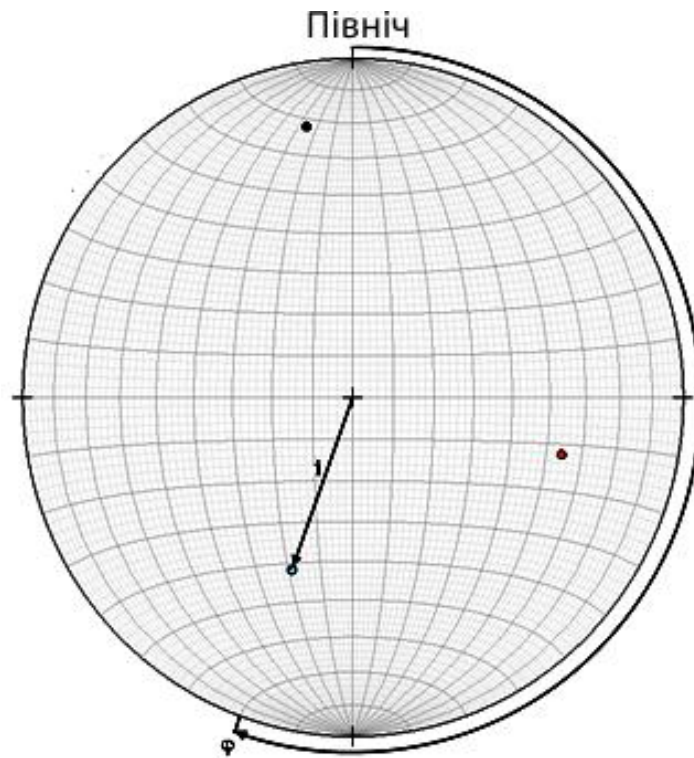


Рис. 3.11 Нанесення на стереографічну сітку точок – проекцій променів. Червоним кольором позначено точки, що відповідають за полярність вступу Р-хвилі зі знаком «+», синім – точки, що відповідають за полярність вступу Р-хвилі зі знаком «-», чорним - точки, що відповідають за нечіткий знак вступу.

- визначення розміщення нодальних ліній відповідно до: розподілу полярностей перших вступів (точки одної полярності повинні лежати в одному квадранті), нечітких вступів (нодальні лінії повинні проходити через точки нечітких вступів або близько до них), величин логарифмів відношення амплітуд (малі значення всередині квадранту, більші ближче до нодальних ліній);

- визначення із стереографічної проекції орієнтації нодальних площин (азимуту φ_s , кута падіння δ) та напрямку посувки λ для кожної нодальної площини.

3.3. Апробація графічного методу визначення механізмів вогниць та особливості його застосування

Для апробації графічного методу розглянуто задачу визначення механізмів вогниць у Карпатському регіоні України, для подій в якому механізми визначалися вперше [1, 6, 14, 23, 27, 55, 93], крім механізму землетрусу 23.11.2006р. (Берегово) [28]. З метою порівняння результатів розглянуто задачу визначення механізмів вогниць для деяких подій в інших країнах, механізми для яких є відомі або відомі види механізмів для даних регіонів. Крім того, розглянуто визначення механізму вогнища за даними проекту SIV.

3.3.1. Механізми вогниць землетрусів, що відбулися в Карпатському регіоні України

Розглянемо визначення механізмів вогниць у Карпатському регіоні України (рис. 3.12). Даний регіон є регіоном із низькою сейсмічністю, що характеризується слабкими землетрусами, магнітуда яких, в загальному, не перевищує 2.

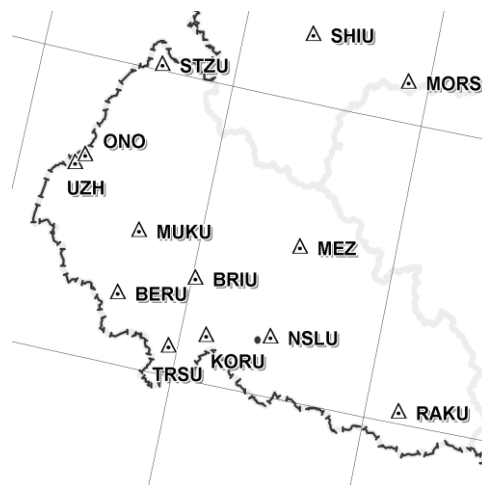


Рис. 3.12 Карпатський сейсмоактивний регіон України. (Трикутниками позначено сейсмічні станції)

Для усіх подій у цьому регіоні буде використано швидкісну модель середовища, яку задано у таблиці 3.1. Швидкість в кожному шарі – це середня швидкість в цьому шарі взята із сейсмогеологічного розрізу земної кори вздовж Закарпатського прогину [34] та уточнена в роботі [7] (табл. 3.1).

Таблиця 3.1

Швидкісна модель середовища вздовж Закарпатського прогину

Товщина шару, км	Швидкість <i>P</i> -хвилі, км/с
2.5	4.7
4	5.5
1.5	6.3
4	6.2
5.5	6.7
3.5	6.85
5.5	6.4
-	8.1

Дані про координати епіцентру, глибину вогнища, час події використано із сейсмологічного бюлетня України [31, 32] і протоколів про дані події, надані відділом сейсмічності Карпатського регіону Інституту геофізики ім.С.І.Субботіна. Для двох подій 2006р. із метою збільшення кількості інформації використано також дані з угорського сейсмологічного бюлетеня [67]. Із хвильових форм для кожної події визначено знак вступу *P*-хвилі на *z* компоненті кожної станції, а також для деяких станцій величину логарифму відношення амплітуд *S*- хвиль до амплітуд *P*- хвиль. При цьому враховано, що в листопаді 2006 року інверсія знаків спостерігалась на *z* компоненті на станціях BERU, BRIU, KORU, MEZ, в 2012 і 2013 роках на стаціях NSLU, KORU, TRSU. За допомогою програмного пакету [120] обчислено кути виходу та азимути на станцію. Усі необхідні вхідні дані

наведено у відповідних таблицях для кожної події (табл. 3.2, 3.4, 3.6, 3.8, 3.10, 3.12). За вхідними даними для кожної події побудовано стереографічну проекцію фокальної сфери. На стереографічну сітку нанесено точки стиску і розтягу згідно даних про азимут на станцію, кут виходу і полярність вступу. Дані точки розділено нодальними лініями на зони стиску і розтягу. Таких розподілів для кожної події спостерігалась велика кількість, серед яких можна було виділити різні види сімейств нодальних ліній (рис.3.13), усередненні параметри варіантів розподілів в кожному сімействі і визначали варіанти розподілу для конкретної події (рис. 3.14, 3.21, 3.23). Згідно даних про нечіткі вступу або логарифм відношення амплітуд з основних варіантів вибрано один, який найкраще описує механізм вогнища для кожної події (рис. 3.15, 3.16, 3.19, 3.20, 3.22, 3.24). Таким чином, для кожної події із даного варіанту стереографічної проекції визначено параметри механізму вогнища (табл. 3.3, 3.5, 3.7, 3.9, 3.11, 3.13).

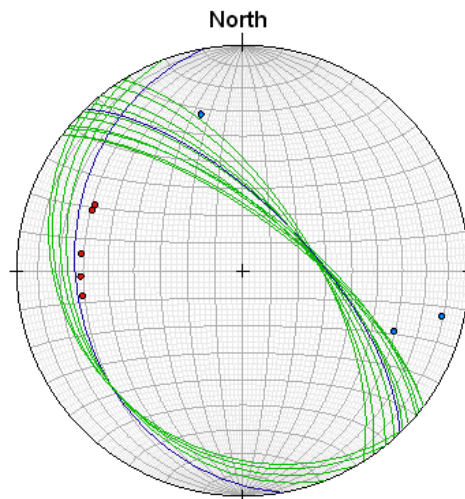


Рис. 3.13 Приклад сімейства нодальних площин з усередненим варіантом для механізму вогнища події 24.10.2012, 03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км (біля с. Угля)

Розглянемо землетрус 15.11.2006, що відбувся о 18:09:38.5 біля м.Берегово ($\varphi_0=48.22^\circ$, $\lambda_0=22.57^\circ$), на глибині $h=8.6$ км, з магнітудою $MD=2.6$.

Дану подію зареєструвало багато сейсмологічних станцій. У дисертаційній роботі використано дані з 11 українських сейсмологічних станцій та 5 угорських. Вихідні дані наведено в табл. 3.2.

Таблиця 3.2

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 15.11.2006,
18:09:38.5, $\varphi_0=48.22^\circ$, $\lambda_0=22.57^\circ$, $h=8.6$ км, $MD=2.6$ (біля м. Берегово)

Станція	Знак вступу Р-хвилі	Епіцентральна відстань, °	Азимут на станцію, °	Кут виходу, °
BERU	up	.053	74.5	139
TRPA	up	.091	188.4	121
MUKU	up	.247	18.3	99
TRSU	down	.287	115.6	98
BRIU	down	.322	68.3	97
KORU	down	.381	99.3	96
UZH	e	.449	335.7	96
NSLU	down	.592	91.8	68
MEZ	down	.691	64.6	68
RAK	e	1.10	98.0	50
MORU	up	1.25	43.2	50
DRGR	down	1.43	176.1	50
KSV	e	1.66	85.8	50
PSZ	down	1.81	261.4	50
PENC	up	2.24	260.2	50
MORC	down	3.65	297.1	50
BEH	down	6.6	356.6	19

Після нанесення точок із полярностями на стереографічну сітку Вульфа, виділено 4 варіанти розділу нодальними лініями точок стиску та розтягу (рис. 3.14). При цьому пріоритетними вважалися дані з українських сейсмологічних станцій. При виборі найкращого варіанту використано інформацію про нечіткі вступу на станціях RAK, KSV, UZH та чіткий вступ на станції MUKU.

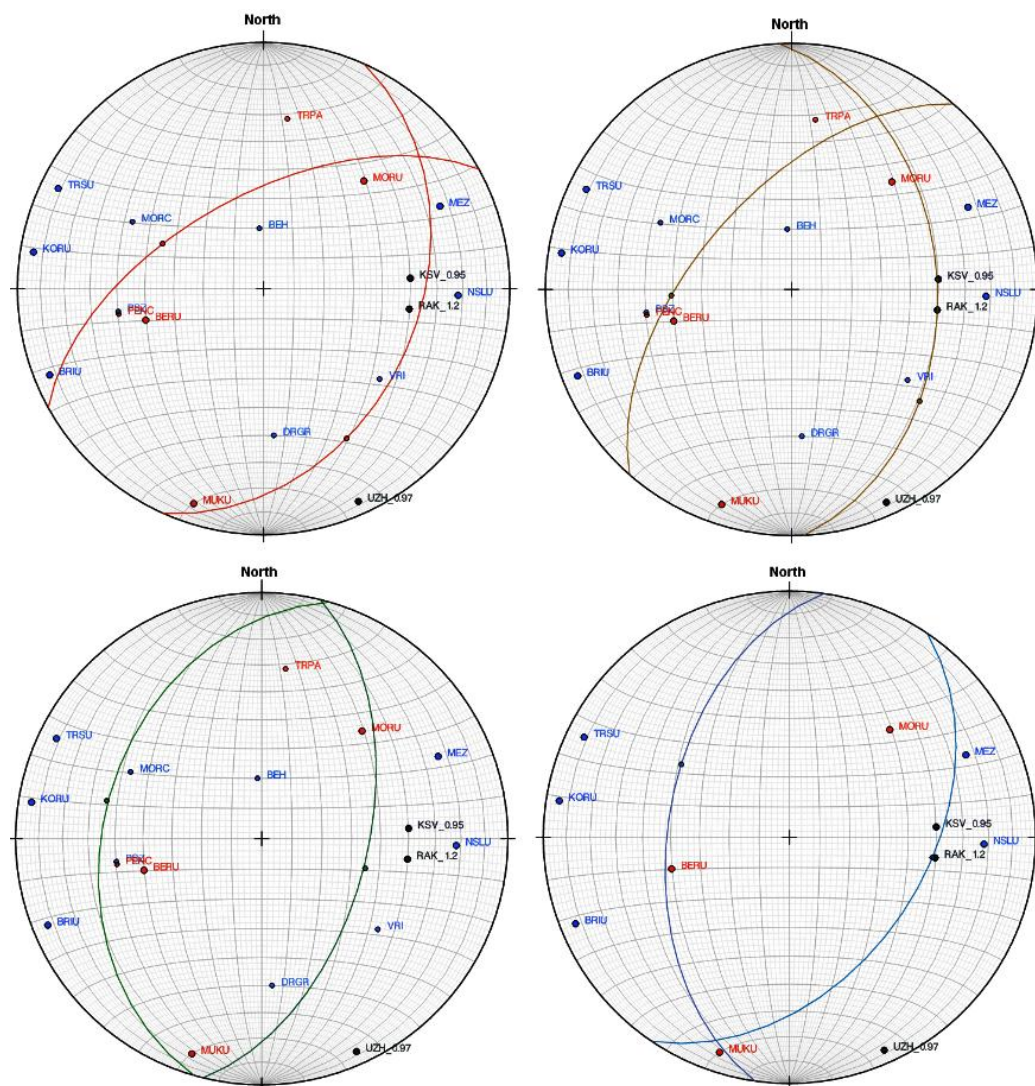


Рис. 3.14 Варіанти розміщення нодальних площин для події 15.11.2006, 18:09:38.5, $\varphi_0=48.22^\circ$, $\lambda_0=22.57^\circ$, $h=8.6$ км, $MD=2.6$ (біля м. Берегово) (Червоними зображенні станції на яких зафіксовано стиск, синім – розтяг, чорним – нечіткі вступу. Біля станції з нечіткими вступами зазначено величину логарифму відношення амплітуди S-хвилі до амплітуди P-хвилі).

Отже, графічним методом визначено механізм вогнища для цього землетрусу, зображений на рис. 3.15 із параметрами в табл. 3.3

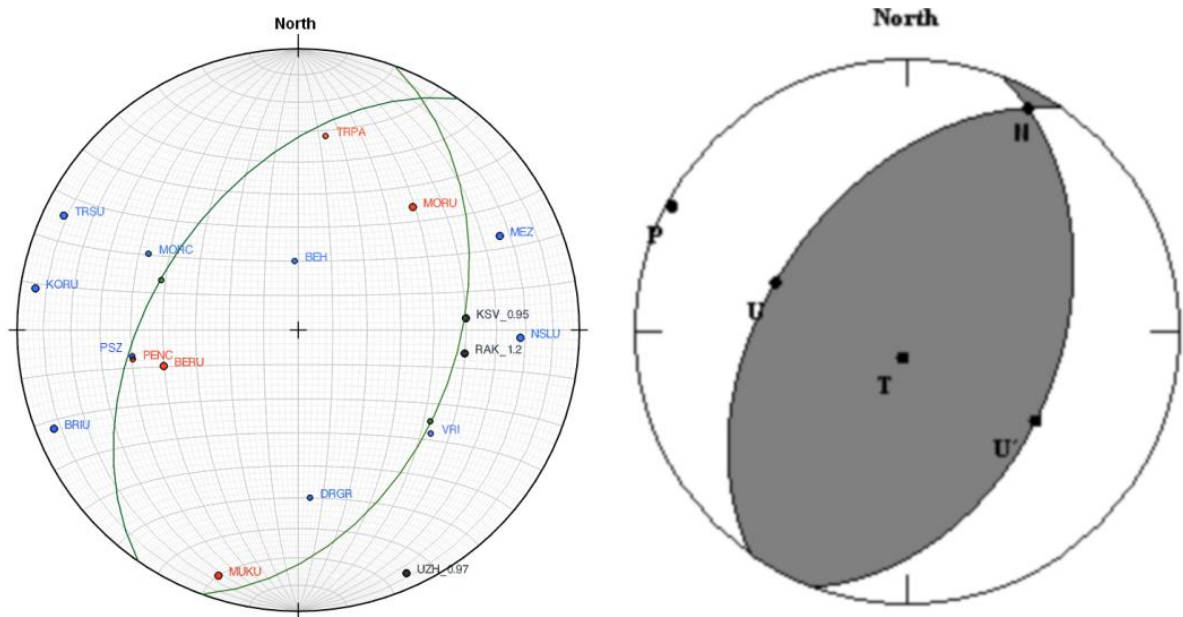


Рис. 3.15 Механізм вогнища землетрусу 15.11.2006, 18:09:38.5, $\phi_0=48.22^\circ$, $\lambda_0=22.57^\circ$, $h=8.6$ км, $MD=2.6$ (біля м. Берегово)

Таблиця 3.3

Параметри механізму вогнища землетрусу 15.11.2006, 18:09:38.5, $\phi_0=48.22^\circ$, $\lambda_0=22.57^\circ$, $h=8.6$ км, $MD=2.6$ (біля м. Берегово)

	Азимут $\phi_s, ^\circ$	Кут падіння $\delta, ^\circ$	Напрямок посувки $\lambda, ^\circ$
Нод. пл. 1	215	48	100
Нод. пл..2	20	43	79

Таким ж методом визначено механізм вогнища для однієї з найсильніших у даному регіоні події 23.11.2006, 07:15:18.7, $\phi_0=48.20^\circ$, $\lambda_0=22.52^\circ$, $h=12.3$ км, $MD=4.2$ (біля м. Берегово). Механізм вогнища для даної події (рис. 3.16) визначено відповідно до вхідних даних (табл. 3.4) з параметрами (табл. 3.5).

Таблиця 3.4

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 23.11.2006,
07:15:18.7, $\varphi_0=48.20^\circ$, $\lambda_0=22.52^\circ$, $h=12.3$ км, $MD=4.2$ (біля м. Берегово)

Станція	Знак вступу Р-хвилі	Епіцентральна відстань, °	Азимут на станцію, °	Кут виходу, °
TRPA	up	.073	164	141
BERU	up	.091	68	134
MUKU	up	.277	24	102
BRIU	down	.360	67	99
KORU	down	.421	96	98
UZH	e	.455	341	97
NSLU	down	.625	90	96
MEZ	down	.729	64	96
KOLS	down	.752	347	96
RAK	e	1.13	97	56
MORU	up	1.29	44	56
DRGR	up	1.41	175	56
KWP	up	1.44	5	56
KSV	e	1.7	85	56
PSZ	down	1.78	262	56
LVV	e	1.9	31	56
BUD	up	2.45	254.2	56
VYHS	down	2.47	278	56

Продовження таблиці 3.4

OJC	up	2.69	320	56
PKSG	down	2.89	255	56
PKSM	down	3.3	234	56
IAS	down	3.54	105	56
MLR	down	3.58	138	56
ZST	up	3.61	272	56

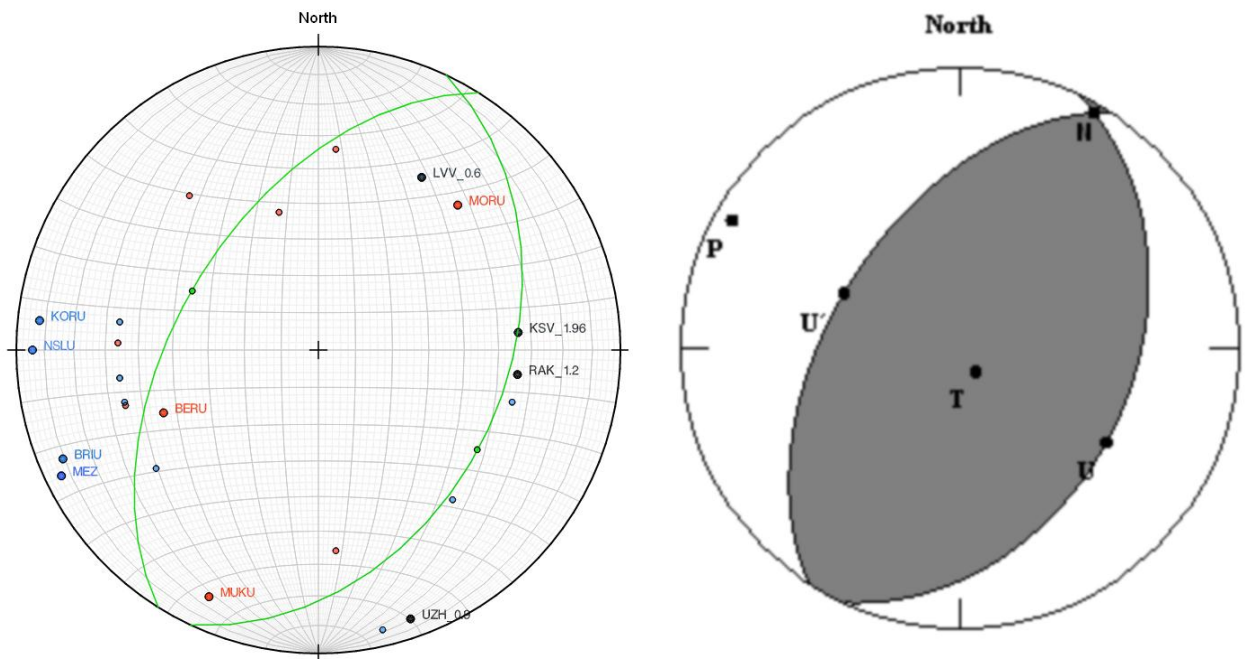


Рис. 3.16 Механізм вогнища землетрусу для події 23.11.2006, 07:15:18.7, $\varphi_0=48.20^\circ$, $\lambda_0=22.52^\circ$, $h=12.3$ км, $MD=4.2$ (біля м. Берегово)

Таблиця 3.5

Параметри механізму вогнища землетрусу 23.11.2006, 07:15:18.7,
 $\varphi_0=48.20^\circ$, $\lambda_0=22.52^\circ$, $h=12.3$ км, $MD=4.2$ (біля м. Берегово)

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	211	52	95
Нод. пл..2	25	38	81

Механізми даних подій дуже схожі між собою і описують єдиний вид розлому – насув, що відбувся під дією горизонтальних сил стиску і вертикальних сил розтягу (рис. 3.17)

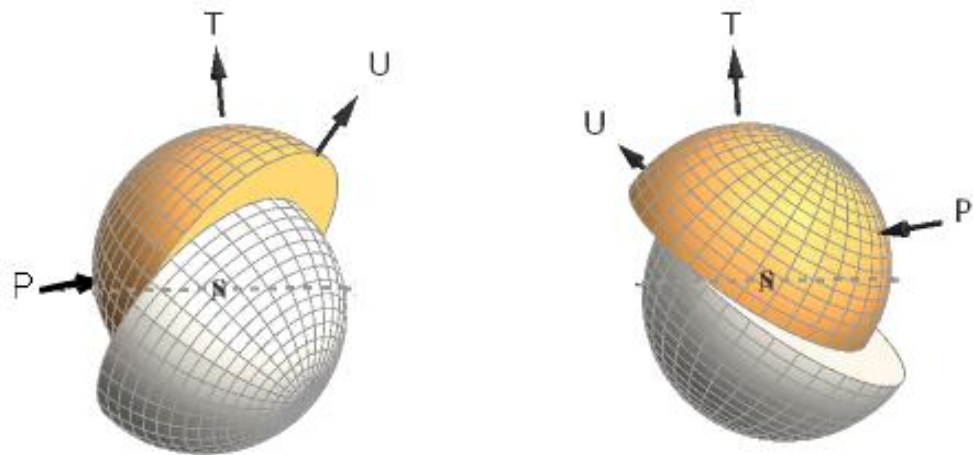


Рис. 3.17 Варіанти можливих розломів для землетрусу 23.11.2006, 07:15:18.7, $\varphi_0=48.20^\circ$, $\lambda_0=22.52^\circ$, $h=12.3$ км, $MD=4.2$ (біля м. Берегово)

Розглянемо ще дві події зі схожими механізмами: 06.01.2012, 04:34:10.46, $\varphi_0=48.5309^\circ$, $\lambda_0=23.8365^\circ$, $h=5.1$ км, $ML=2.53$ та 10.01.2012, 12:12:55.58, $\varphi_0=48.5367^\circ$, $\lambda_0=23.8378^\circ$, $h=5.7$ км, $ML=2.68$ (район НПП Синевир). Дані події відбулися практично в одному місці і, крім того, відмічено схожість хвильових форм на одній і тій ж станції для обох подій (рис. 3.18)

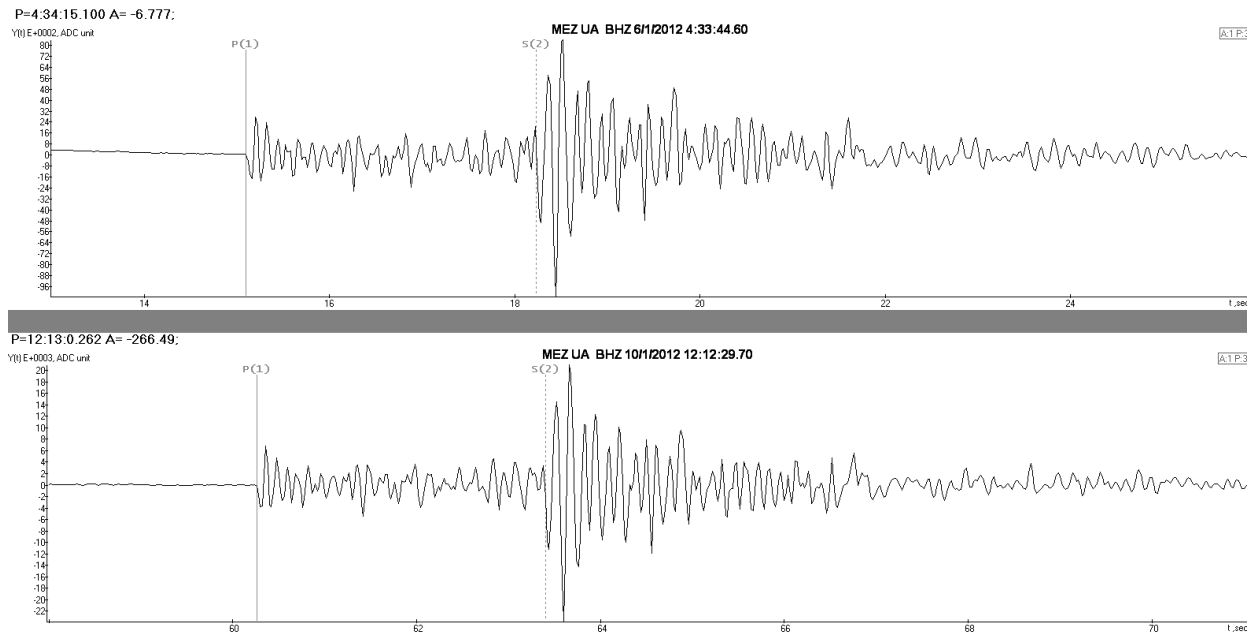


Рис. 3.18. Порівняння хвильових форм на записах на станції MEZ для подій 6 і 10 січня 2012р.

Отже, дані події належать до групи повторних землетрусів. Відомо, що механізми таких землетрусів є однаковими [4]. Це є додатковою інформацією при визначенні механізмів вогнищ. В деякій локальній області, де зареєстровано повторні землетруси, можуть відбутися інші землетруси з меншою магнітудою, але із схожими хвильовими формами. Тоді, через недостатню кількість станцій, стає неможливо визначити механізми вогнищ. Таким чином, приналежність навіть дуже слабких землетрусів до певної групи повторних визначатиме його механізм вогнища [4].

Для даних повторних землетрусів відповідно до вхідних даних (табл. 3.6, 3.8) визначено механізми вогнищ (рис. 3.19, 3.20) із параметрами (табл. 3.7, 3.8)

Таблиця 3.6

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 06.01.2012,
04:34:10.46, $\varphi_0=48.5309^\circ$, $\lambda_0=23.8365^\circ$, $h=5.1$ км, $M_L=2.53$ (район НПП
Синевир)

Станція	Вступ P – хвили	Азимут на станцію φ ;	Кут виходу $i,^\circ$	$\lg S/P$
MEZ	down	265.1	61	0.48
NSLU	up	217.2	61	0.72
RAKU	up	156.4	61	0.33
BRIU	up	250.7	61	1.28
KORU	up	231.6	61	0.53
SHIU	down	335.8	55	0.58
MUKU	down	264.7	55	0.41
BERU	up	249.9	55	0.35
STZU	down	301.7	55	----

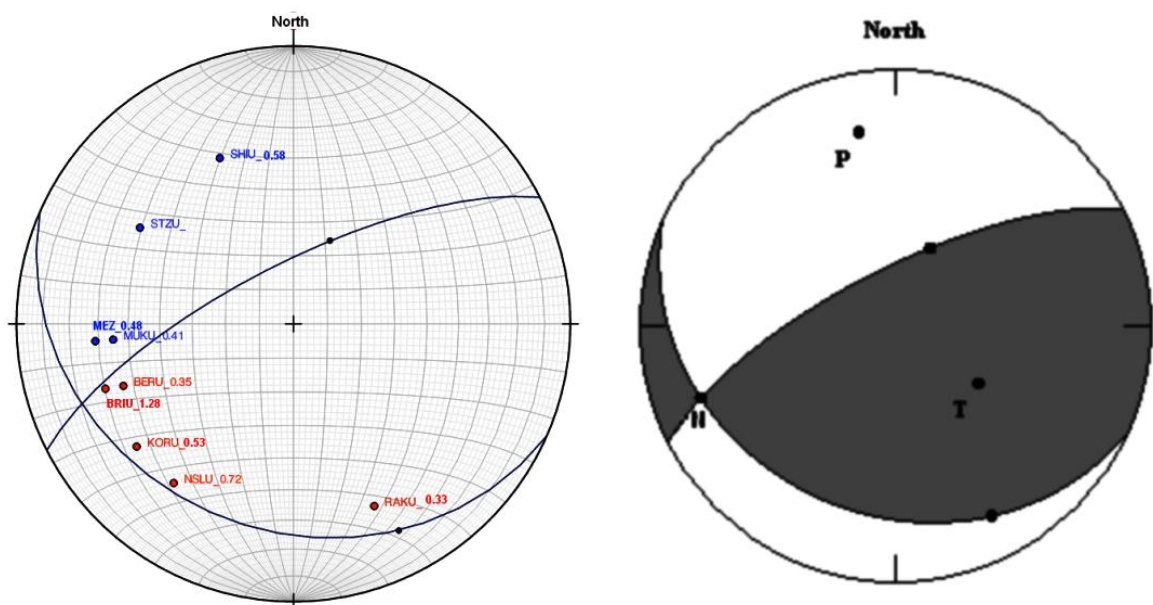


Рис.3.19 Механізм вогнища землетрусу для події 06.01.2012,
04:34:10.46, $\varphi_0=48.5309^\circ$, $\lambda_0=23.8365^\circ$, $h=5.1$ км, $M_L=2.53$ (район НПП
Синевир)

Таблиця 3.7

Параметри механізму вогнища землетрусу 06.01.2012, 04:34:10.46,
 $\varphi_0=48.5309^\circ$, $\lambda_0=23.8365^\circ$, $h=5.1$ км, $ML=2.53$ (район НПП Синевир)

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	243	72	69
Нод. пл..2	114	27	138

Таблиця 3.8

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 10.01.2012,
 12:12:55.58, $\varphi_0=48.5367^\circ$, $\lambda_0=23.8378^\circ$, $h=5.7$ км, $ML=2.68$ (район НПП
 Синевир)

Станція	Вступ Р – хвилі	Азимут на станцію φ , °	Кут виходу i , °	$\lg S/P$
MEZ	down	263.6	61	0.49
NSLU	up	216.9	61	0.8
BRIU	up	250.2	61	1.32
KORU	up	231.2	61	0.63
SHIU	down	335.6	55	----
MUKU	down	264.2	55	0.5
BERU	up	249.5	55	0.48
STZU	down	301.4	55	0.35

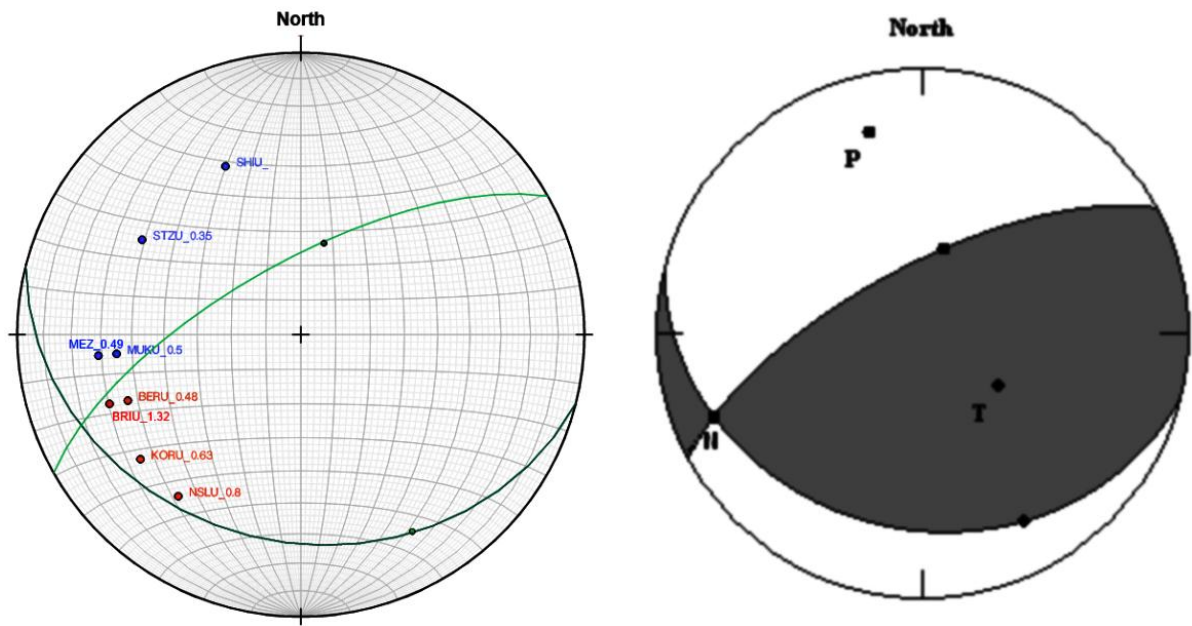


Рис. 3.20 Механізм вогнища землетрусу для події 10.01.2012, 12:12:55.58, $\varphi_0=48.5367^\circ$, $\lambda_0=23.8378^\circ$, $h=5.7$ км, $ML=2.68$ (район НПП Синевир)

Таблиця 3.9

Параметри механізму вогнища землетрусу 10.01.2012, 12:12:55.58, $\varphi_0=48.5367^\circ$, $\lambda_0=23.8378^\circ$, $h=5.7$ км, $ML=2.68$ (район НПП Синевир)

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок пошукки λ , °
Нод. пл. 1	241	69	72
Нод. пл..2	104	27	129

Розглянемо ще одну подію 24.10.2012, 03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км, $ML=2.43$ (біля с. Угля), вхідні дані для якої подано в таблиці 3.10.

Таблиця 3.10

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 24.10.2012,
03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км, $ML=2.43$ (біля с.Угля)

Станція	Вступ P – хвилі	Азимут на станцію φ , °	Кут виходу i , °	$\lg S/P$
NSLU	down	283	101	0.29
KORU	up	268	61	1.06
MEZ	down	345	61	0.44
RAKU	down	112	61	0.56
BRIU	up	292	61	0.69
TRSU	up	261	61	0.82
BERU	up	276	61	0.75
MUKU	up	294	61	0.72

Особливістю визначення механізму вогнища для даної події є вибір кращого варіанту з можливих 6 варіантів розміщення нодальних ліній (рис. 3.21) за допомогою інформації про величину логарифму. Зображення кращого варіанту показано на рис. 3.22, а його параметри подано в табл. 3.11

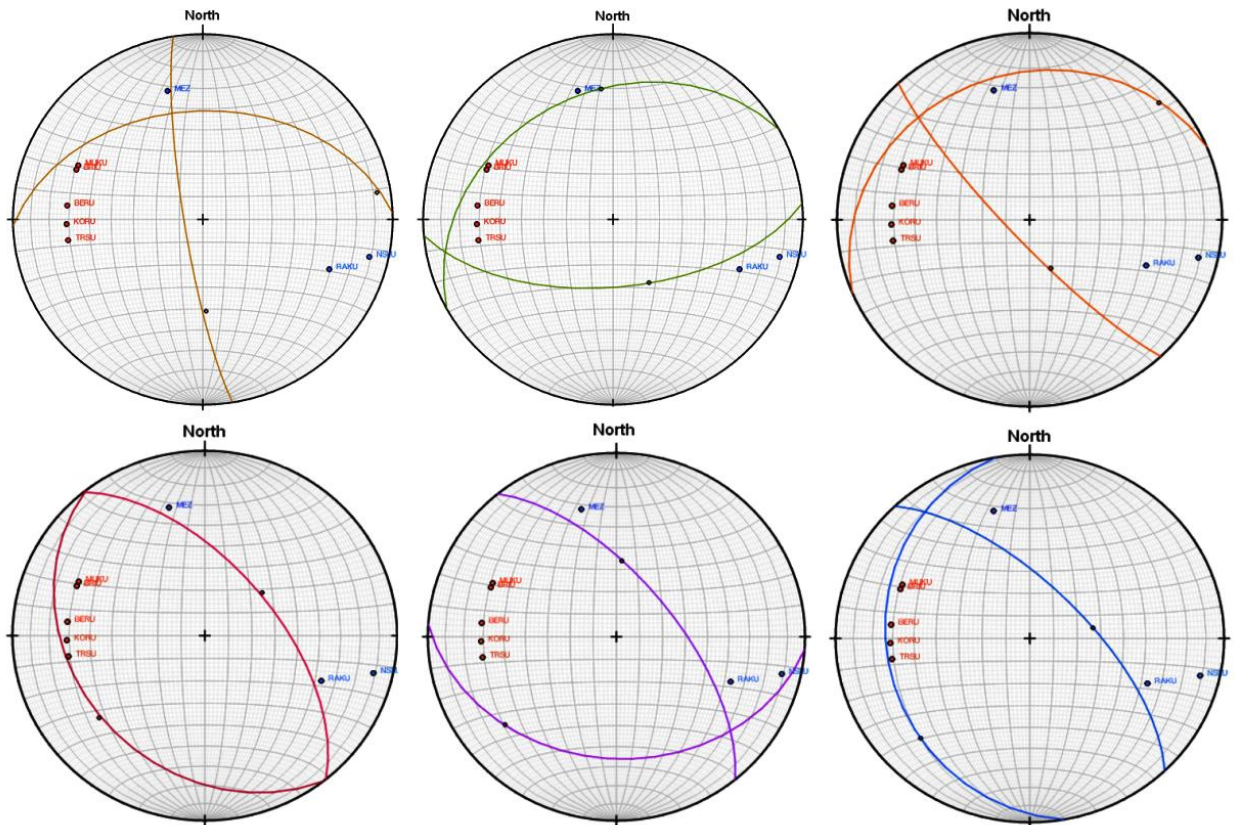


Рис. 3.21 Варіанти розміщення нодальних площин для події 24.10.2012, 03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км, $M_L=2.43$ (біля с. Угля)

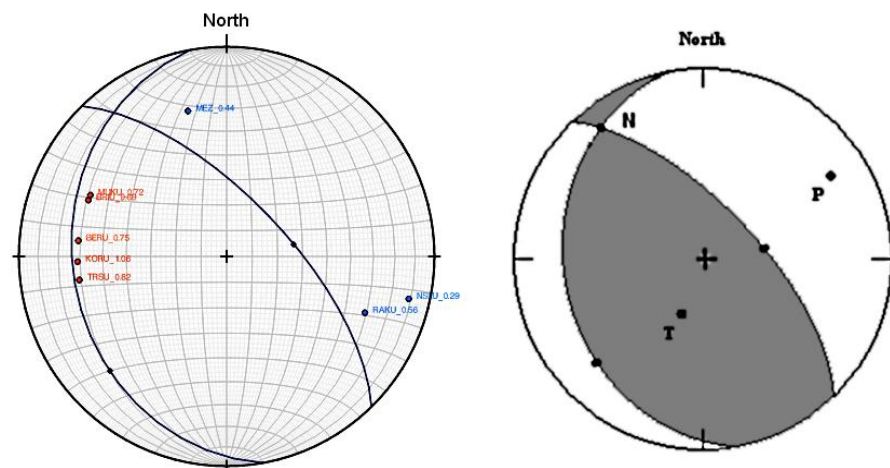


Рис.3.22 Механізм вогнища землетрусу для події 24.10.2012, 03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км, $M_L=2.43$ (біля с. Угля)

Таблиця 3.11

Параметри механізму вогнища землетрусу для події 24.10.2012,
03:13:40.50, $\varphi_0=48.1676^\circ$, $\lambda_0=23.6525^\circ$, $h=4.5$ км, $ML=2.43$ (біля с. Угля)

	Азимут $\varphi_s, ^\circ$	Кут падіння $\delta, ^\circ$	Напрямок посувки $\lambda, ^\circ$
Нод. пл. 1	316	67	75
Нод. пл..2	170	27	131

На прикладі події 04.04.2013, 21:15:14.36, $\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$,
 $h=1.73$ км, $ML=2.56$ (біля с. Нижнє Селище) розглянемо важливість
використання нечітких вступів і водночас величини логарифму. Вхідні дані
наведено в табл. 3.12.

Таблиця 3.12

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для події 04.04.2013,
21:15:14.36, $\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$, $h=1.73$ км, $ML=2.56$ (біля с. Нижнє
Селище)

Станція	Вступ Р – хвилі	Азимут на станцію $\varphi, ^\circ$	Кут виходу $i, ^\circ$	$\lg S/P$
NSLU	up	269	143	-
KORU	down	260	59	0.43
MEZ	down	6	59	0.084
BRIU	down	295	48	0.65
TRSU	down	253	48	0.57
BERU	e	274	48	2.64

MUKU	down	297	48	0.71
UZH	down	299	45	0.88
KSV	down	83	45	1.05

Відповідно до них визначено три основні варіанти механізму вогнища для цієї події (рис. 3.23). Кращий розв'язок (рис. 3.24) вибрано таким, щоб задовільнив умову про нечіткий вступ на станції BERU (рис. 3.10) і мале значення логарифму на станції MEZ і велике на станції KSV. Параметри кращого варіанту подано в таблиці 3.13.

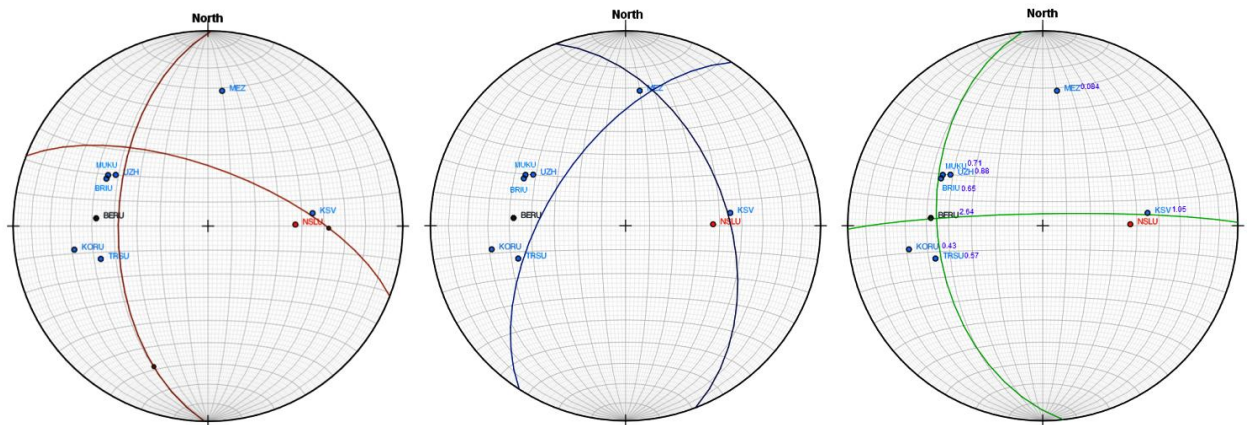


Рис. 3.23 Варіанти розміщення нодальних площин для події 04.04.2013, 21:15:14.36, $\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$, $h=1.73$ км, $M_L=2.56$ (біля с. Нижнє Селище)

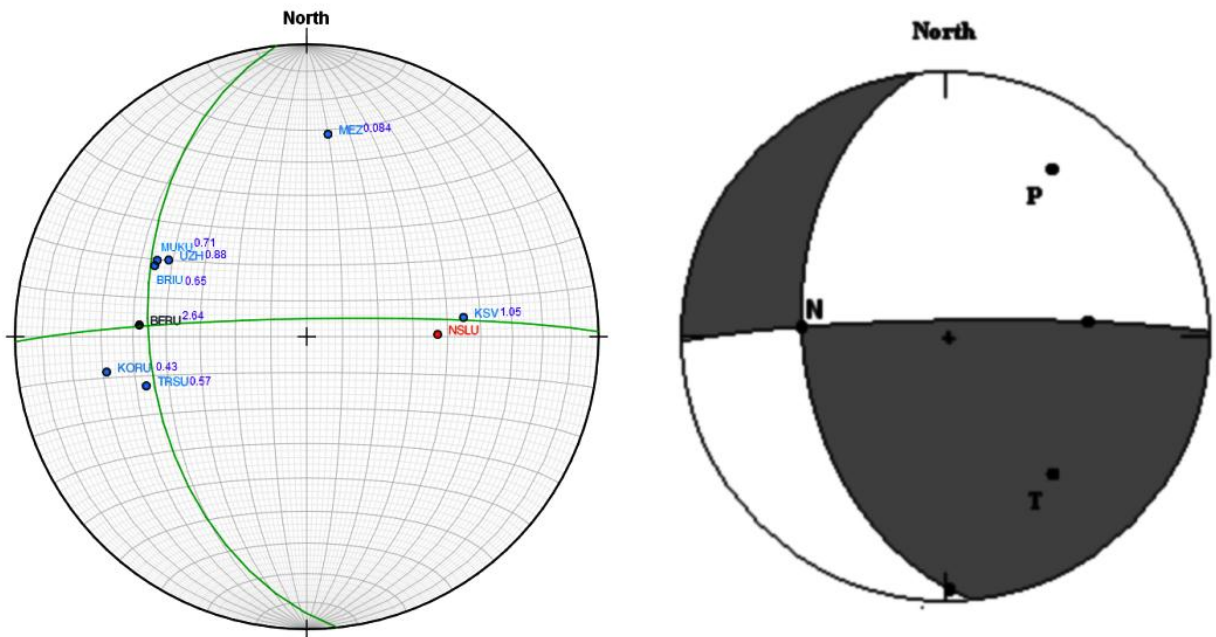


Рис. 3.24 Механізм вогнища землетрусу для події 04.04.2013, 21:15:14.36, $\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$, $h=1.73$ км, $ML=2.56$ (біля с. Нижнє Селище)

Таблиця 3.13

Параметри механізму вогнища землетрусу для події 04.04.2013, 21:15:14.36, $\varphi_0=48.1977^\circ$, $\lambda_0=23.4663^\circ$, $h=1.73$ км, $ML=2.56$ (біля с. Нижнє Селище)

	Азимут $\varphi_s, ^\circ$	Кут падіння $\delta, ^\circ$	Напрямок посування $\lambda, ^\circ$
Нод. пл. 1	269	85	45
Нод. пл..2	174	45	173

Таким чином, використовуючи графічний метод і беручи до уваги нечіткі вступу та величини логарифмів відношення амплітуд S/P хвиль, у даній роботі отримано розв'язки механізмів вогнищ землетрусів для Карпатського регіону.

3.3.2. Механізми вогнищ землетрусів в інших сейсмоактивних регіонах (Мальта, Італія, Іспанія, Канада), визначенні графічним методом

Для того, щоб переконатися у ефективності та правдоподібності графічного методу з використанням нечітких вступів та величин логарифмів відношення S/P , у роботі розглянуто визначення механізмів для подій, що відбулися в інших регіонах, види механізмів для яких є відомі.

Механізм вогнища землетрусу, що відбувся 24 квітня 2011 р. біля о. Мальта.

24 квітня 2011 р. о 13:02:12.00 біля о. Мальта ($\varphi=35.92^\circ$, $\lambda=14.95^\circ$, $h=10$ км) зареєстровано землетрус з магнітудою $M_l=4.1$. Даний землетрус зареєстровано 23 станціями, більшість з яких знаходяться на о. Сицилія (рис. 3.25).

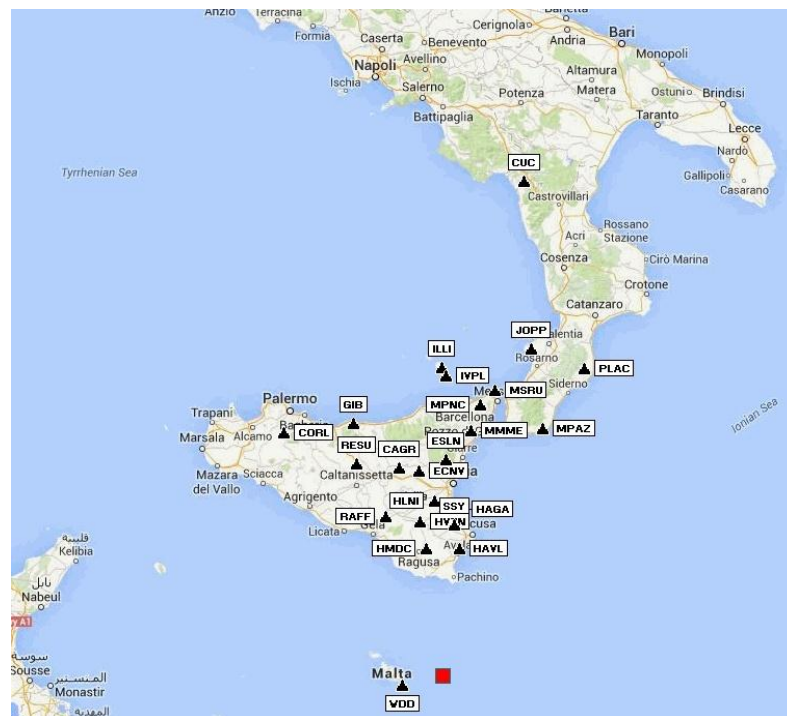


Рис. 3.25. Епіцентр землетрусу 24.04.2011 р. о 13:02:12.00 ($\varphi=35.92^\circ$, $\lambda=14.95^\circ$, $h=10$ км) (позначено червоним квадратом) та розміщення сейсмічних станцій (позначено чорними трикутниками).

Для визначення механізму вогнища даної події важливим вхідним параметром є швидкісна модель середовища, так як вона безпосередньо впливає на кут виходу прямої Р- хвилі. Так як у роботі [53] не було даних про те, яку швидкісну модель середовища використано для визначення параметрів вогнища даного землетрусу, то розглянуто кілька варіантів моделей середовища для цього регіону. Для кожного варіанту визначався механізм вогнища і даний механізм та його параметри порівнювалися з механізмом (рис. 3.26) та його параметрами, визначеними в роботі [53] (табл. 3.14). В результаті обрано найбільш вірогідну модель середовища і за її даними визначено фокальний механізм цього землетрусу, використовуючи графічний метод.

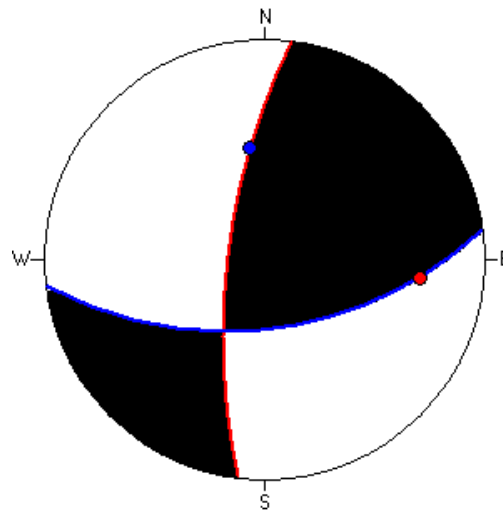


Рис. 3.26 Механізм вогнища землетрусу 24.04.2011 р. 13:02:12.00 біля о. Мальта, згідно [53]

Таблиця 3.14.

Параметри фокального механізму землетрусу 24.04.2011 р. 13:02:12.00 біля о. Мальта, згідно [53]

	Strike, °	Dip, °	Slip, °
Нодальна площина 1	187	71	38
Нодальна площина 2	83	54	156

Покажемо уточнення швидкісної моделі середовища та її важливість для визначення механізму вогнища. Для початку розглянемо модель середовища для центрального району Середземного моря (рис. 3.27) [94, 111, 113]

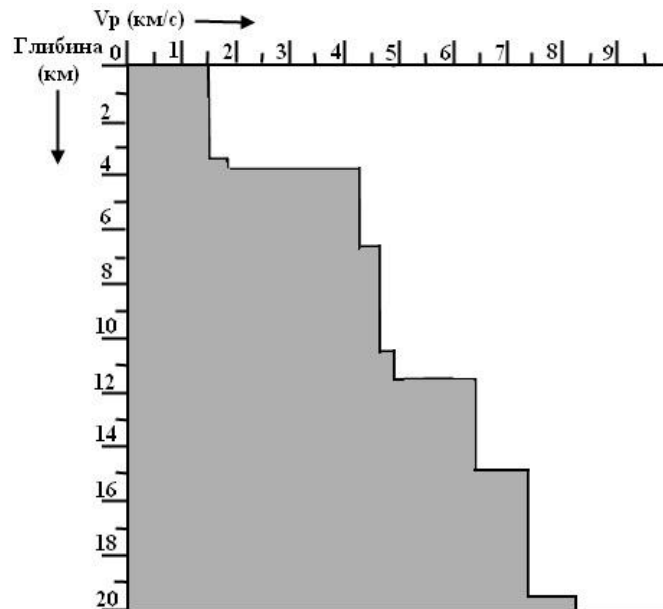


Рис. 3.27 Швидкісна модель середовища центральної частини Середземного моря

Використовуючи дані про швидкості P- хвиль з моделі на рис. 3.27, визначено відповідні кути виходу, та азимути на станцію. Згідно отриманих даних на стереографічну проекцію нижньої півкулі нанесено проекції променів для кожної станції (рис. 3.28). Там же нанесено проекції площин розриву з параметрами орієнтації згідно табл. 3.14.

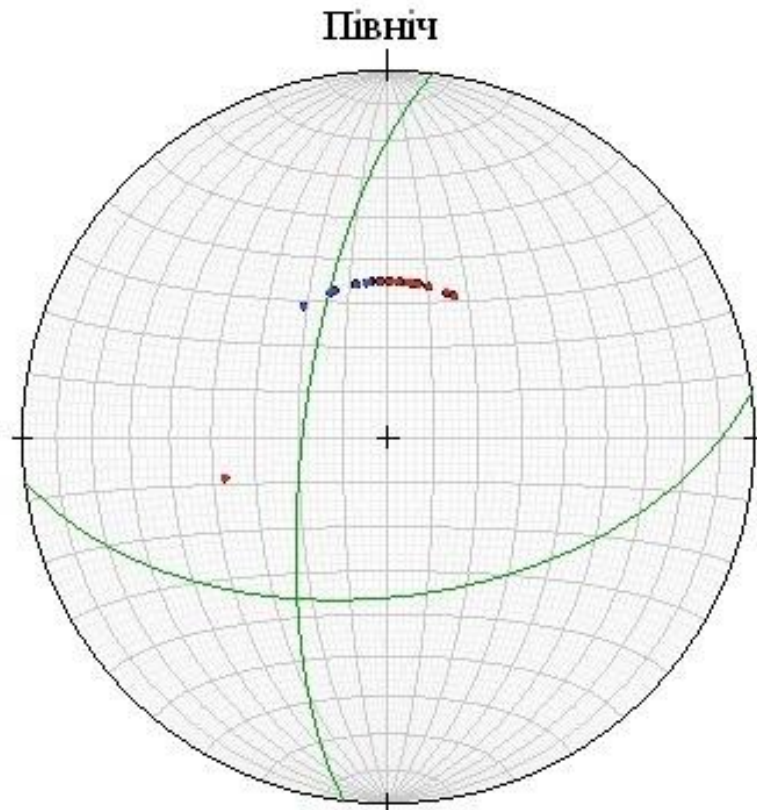


Рис. 3.28. Проекції променів на станції побудовані за даними швидкісної моделі, згідно рис. 3.27 та проекції нодальних площин з параметрами, згідно табл. 3.14. Червоними зображено точки стиску, синіми – розтягу, чорним – нечіткий вступ.

На рис. 3.28, нодальні лінії заданих площин не розділяють проекції променів на зони стиску-розтягу. Якщо вважати, що глибина є точно визначеною, то єдиним параметром, який може вплинути на кут виходу є швидкісна модель середовища. Тому зробимо висновок про необхідність використання іншої швидкісної моделі.

За даними моделі середовища для Мальтійського плато (рис. 3.29) [36, 113] визначено кути виходу i , відповідно, до отриманих даних побудовано проекції променів на кожен станцію i заданих площин розриву (рис. 3.30).

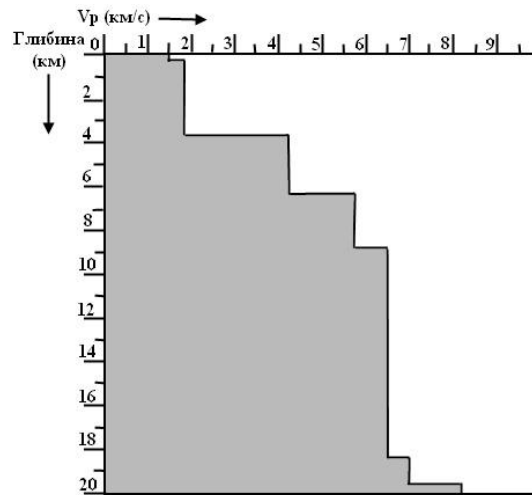


Рис. 3.29. Швидкісна модель середовища для Мальтійського плато.

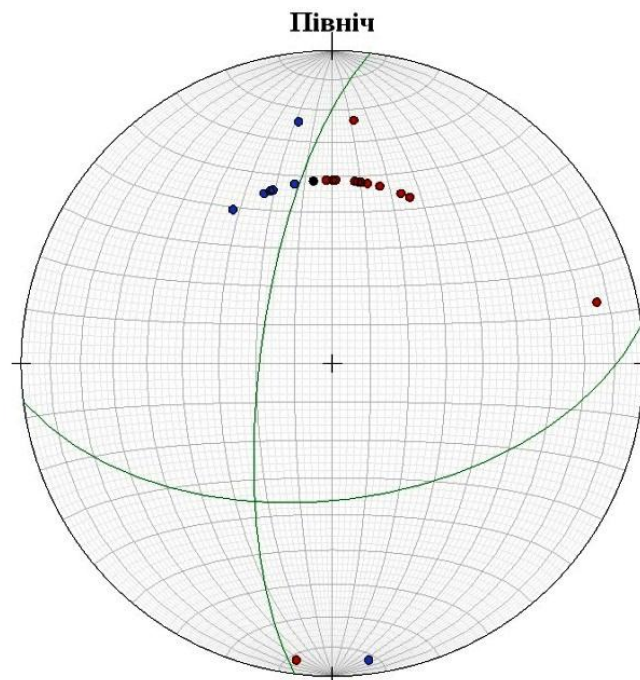


Рис. 3.30. Проекції променів на станції побудовані за даними швидкісної моделі, згідно рис. 3.29 та проекції нодальних площин з параметрами, згідно табл. 3.14

На рис. 3.30 нодальні лінії значно краще розділяють зони стиску і розтягу. Очевидно, що для таких даних моделі середовища, можна побудувати такі нодальні лінії, що добре розділятимуть точки що позначають стиск і розтяг, а механізм вогнища не буде особливо відрізнятися від механізму, визначеного в роботі [53] (рис. 3.26).

У моделі середовища для Мальтійського плато верхній шар – це вода. Відповідно, швидкість Р- хвилі в цьому шарі є близькою до 1500 м/с. Так як глибина залягання вогнища даного землетрусу є 10 км, то можна припустити, що основний вплив на кут виходу матиме швидкісна модель під джерелом, де швидкість значно вища, і першою прийде хвиля, яка не проходить через шар з водою. Тому можна припустити, що на кут виходу можуть вплинути шари над джерелом, які знаходяться лише під станціями. Згідно робіт [36, 113], модель середовища під станцією на о. Мальта така ж, як і на Півдні Сицилії. Більшість станцій, що зареєстрували цю подію знаходяться на о. Сицилії та Півдні Італії (рис. 3.25). Тому для верхнього шару моделі середовища використано середню швидкість для цих районів. Таким чином, використавши скоректовану модель середовища для Мальтійського плато (рис. 3.31), визначено кути виходу, і за одержаними даними (табл. 3.15) побудовано стереографічну проекцію променів на станції та заданих площин розриву (рис. 3.32). За отриманими результатами можна зробити висновок, що скоректована модель середовища для Мальтійського плато (рис. 3.31) є найбільш вдалою.

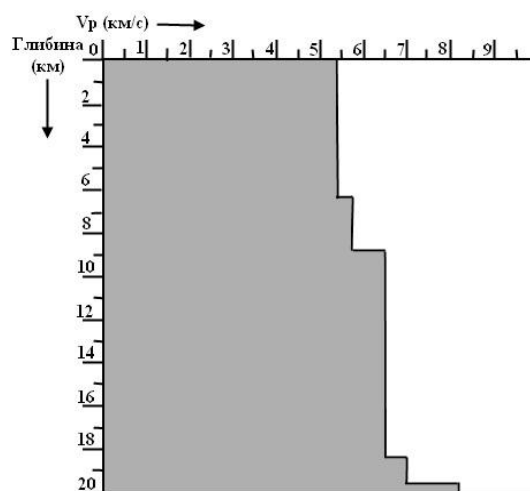


Рис. 3.31. Скоректована модель середовища для Мальтійського плато

Таблиця 3.15

Вхідні данні для визначення фокального механізму землетрусу біля о.

Мальта

Станція	Знак вступу	Епіцентральна відстань, км	Азимут, °	Кут падіння, °
WDD	up	39,56	257	-96
HMDC	down	116,26	353	53
HAVL	down	116,32	7	53
SSY	up	137,72	5	53
HVZN	down	141,17	352	53
HAGA	up	152,58	7	53
RAFF	down	153,88	340	53
HLNI	up	158,62	357	53
ECNV	e	187,21	354	53
CAGR	down	193,11	348	53
ESLN	up	196,78	1	53
RESU	down	207,57	338	53
MMME	up	225,26	7	53
GIB	down	244,02	341	53
MPAZ	up	244,48	22	53
MPNC	up	249,64	8	53
CORL	down	263,65	327	53

MSRU	up	264,84	11	53
IVPL	up	272,6	1	53
ILLI	up	280,35	360	53
JOPP	up	309,57	15	53
PLAC	up	310,22	25	53
CUC	up	458,58	9	53

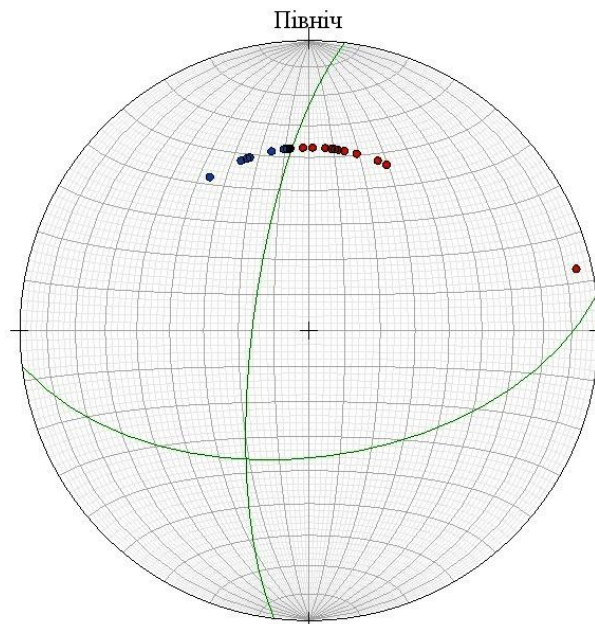


Рис. 3.32 Проекції променів на станції побудовані за даними швидкісної моделі, згідно рис. 3.31 та проекції нодальних площин з параметрами, згідно табл. 3.14

Отже, для визначення механізму вогнища даного землетрусу графічним методом використовувались вхідні дані з табл. 3.15, які отримано відповідно до скоректованої моделі для Мальтійського плато. При розділенні точок, що позначають стиск і розтяг нодальними лініями виділено кілька варіантів, що показано на рис. 3.33.

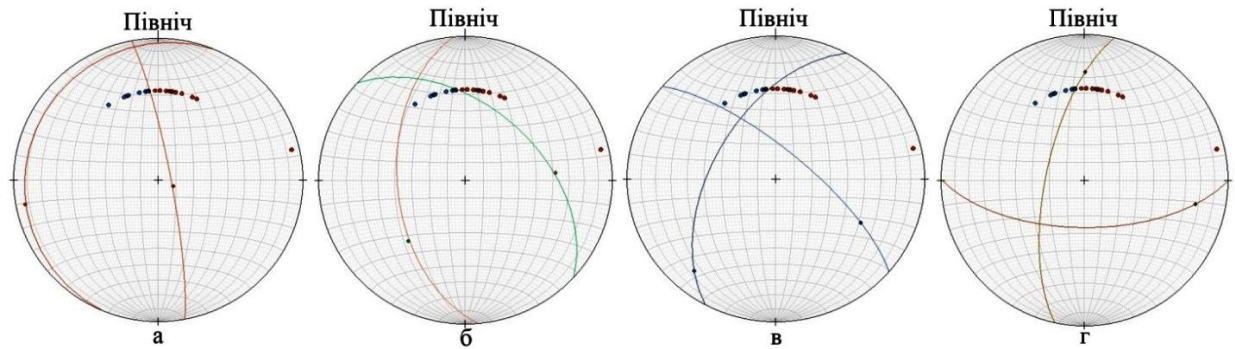


Рисунок 3.33. Варіанти механізму вогнища землетрусу біля о. Мальта

Всі варіанти побудовано із врахуванням нечіткого вступу Р- хвилі на станції ECNV. Остаточним варіантом, з врахуванням співвідношення амплітуд прямих S- і Р- хвиль на деяких станціях та розломної характеристики даного регіону [36], вибрано варіант (рис. 3.33 г). Для нього побудовано сімейства нодальних ліній (рис. 3.34), а їхнє усереднення, згідно графічного методу, є остаточним варіантом (рис. 3.35а) з параметрами орієнтації нодальних площин, посувки по розриву (табл. 3.16).

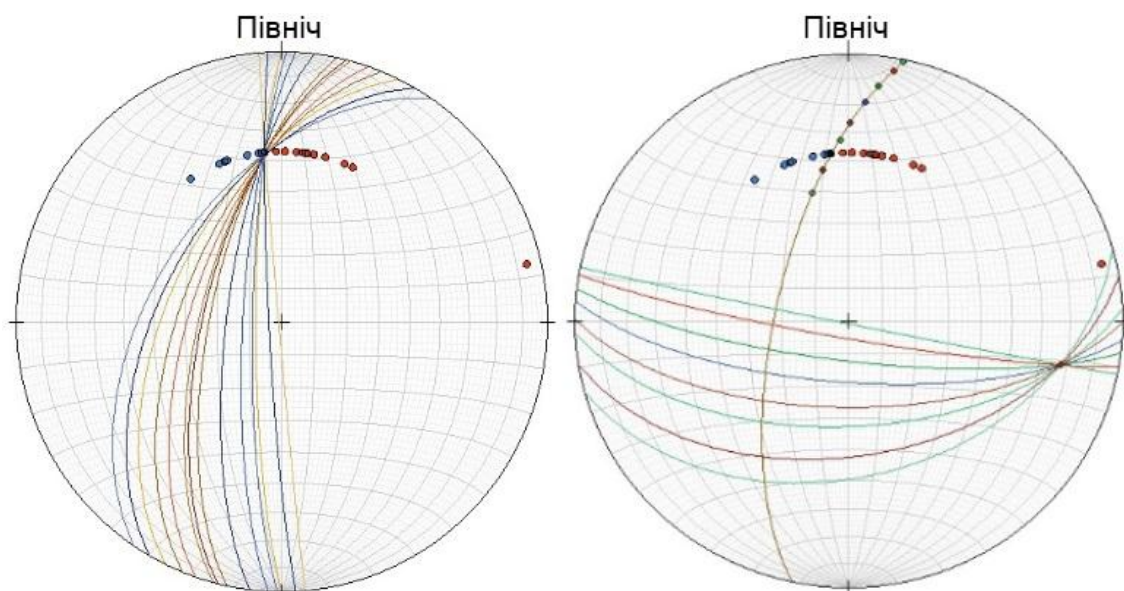


Рис. 3.34. Сімейство нодальних площин, за якими усередненням визначався остаточний варіант механізму вогнища для землетрусу біля о. Мальта.

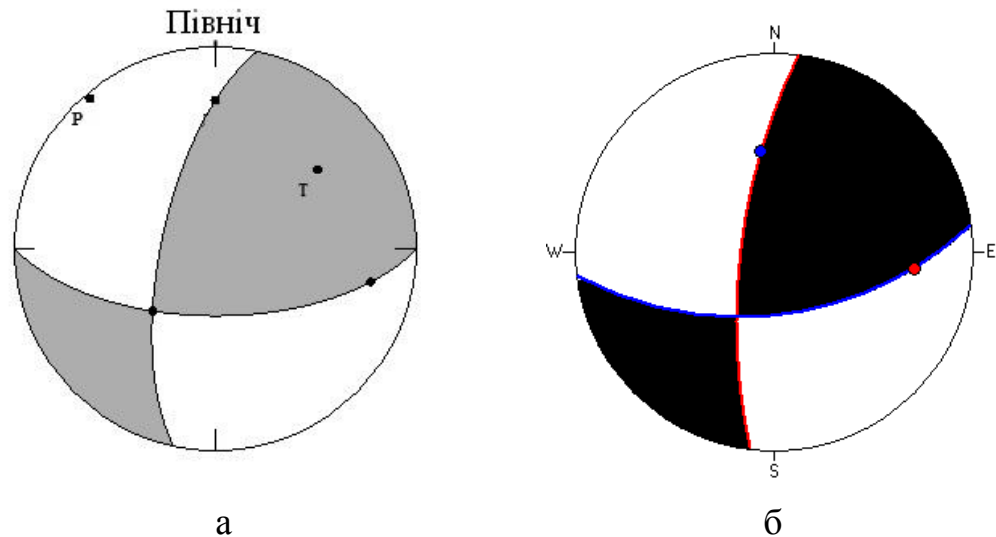


Рис. 3.35. Фокальний механізм землетрусу біля о. Мальта. а) – визначений графічним методом, б) – заданий в роботі [53]

Таблиця 3.16

Параметри механізму вогнища землетрусу біля о. Мальта

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посування λ , °
Нод. пл. 1	192	68	90
Нод. пл..2	90	63	155

Таким чином, згідно рис. 3.35 та параметрів механізмів із таблиць 3.15 і 3.16, механізм вогнища, який визначено графічним методом (рис 3.35,а) для даної події є близьким до механізму, побудованого згідно роботи [53] (рис. 3.35,б). Даний механізм свідчить про зсувний характер розлому, що є характерно для механізмів даного регіону.

Визначення механізму вогнища землетрусу в районі Південних Апеннін (Італія).

29 грудня 2013 року о 17:08:43.00 в районі Південних Апеннін (Італія) ($\varphi=41.369^\circ$, $\lambda=14.445^\circ$, $h=10.5$ км) відбувся землетрус з магнітудою $M_l=4.9$ [95], який зареєстрували 62 станції (рис. 3.36).



Рис. 3.36. Епіцентр землетрусу 29.12.2013 р. о 17:08:43.00 ($\varphi=41.369^\circ$, $\lambda=14.445^\circ$, $h=10.5$ км) та розміщення станцій, що його зареєстрували (Італія).

Для визначення вхідних даних, які необхідні для побудови механізму вогнища даного землетрусу використано швидкісну модель середовища для району Південних Апеннін згідно [50] (рис 3.37.). Для даного випадку не уточнювалась швидкісна модель, так як, по-перше, даний район є достатньо добре досліджений і більшість моделей середовища не значно відрізняються одна від одної; по-друге даний землетрус зареєстровано 62 сейсмологічними станціями і незначні зміни в швидкісній моделі середовища не впливають істотно на кут виходу прямої Р- хвилі.

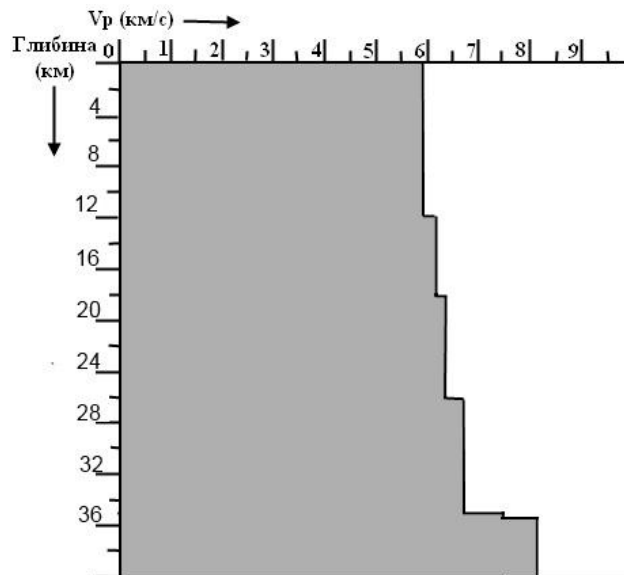


Рис. 3.37 Швидкісна модель середовища для Південних Апеннін (Італія)

Згідно швидкісної моделі на рис. 3.37 визначено кути виходу (табл. 3.17). На стереографічну сітку нанесено проєкції променів на станції (рис. 3.38) відповідно до даних із табл. 3.17.

Таблиця 3.17.

Вхідні параметри для визначення механізму вогнища землетрусу
29.12.2013 р. о 17:08:43.00 (Італія)

Станція	Знак вступу	Епіцентральна відстань, км	Азимут, °	Кут падіння, °
VAGA	up	18,38	286	-131
SACR	down	22,06	82	-127
BSSO	up	23,28	32	-126
PIGN	up	29,08	230	-120
MIDA	up	34,27	332	-108
PSB1	down	35,21	118	-108
PAOL	up	38,92	165	-106
GATE	down	42,83	67	-105

Продовження таблиці 3.17

CERA	up	43,82	306	-104
RNI2	up	44,44	327	-106
TRIV	up	45,08	11	-104
CIGN	up	49,78	50	-102
MRB1	down	51,67	122	-102
MODR	up	53,6	243	-101
MOCO	e	59,67	90	-101
OVO	up	60,34	184	-100
MELA	down	68,14	56	-99
FRES	up	69,65	15	-99
POFI	up	72,37	303	-99
CAFÉ	down	76,49	119	-98
LPEL	up	78,32	344	-98
SNAL	down	80,92	127	-98
SGTA	down	81,4	108	-98
INTR	up	84,32	328	-98
VVLD	up	88,29	309	-97
MCRV	down	89,06	137	-97
CAFR	up	95,68	355	-96
GUAR	e	105,65	297	-96
VULT	down	108,54	115	-96
MRLC	down	111,1	127	-96
PTQR	up	113,23	310	-96
SGRT	up	116,57	68	-96
CDRU	e	121,68	143	-95
FAGN	e	122,69	325	-95

Продовження таблиці 3.17

MSAG	up	128,08	72	67
CMPR	e	137,36	148	67
CERT	down	137,93	298	67
AQU	down	139,58	322	67
PZUN	e	139,95	125	67
ACER	up	141,55	117	67
RDP	down	150,52	287	49
MRVN	up	150,82	103	49
RMP	down	153,45	289	49
MA9	down	155,53	287	49
CAMP	down	155,55	327	49
TERO	down	155,79	334	49
MTCE	down	159,34	298	49
MTSN	down	164,85	138	49
MGR	down	165,75	145	49
TRTR	up	165,82	345	49
SIRI	down	178,39	137	49
MIGL	e	188,28	116	49
CUC	down	191,74	142	49

Продовження таблиці 3.17

NRCA	down	196,53	326	49
CESX	down	206,52	312	49
FDMO	down	216,55	329	49
TOLF	down	217,68	292	49
CESI	down	221,89	326	49
ARVD	down	266,96	333	49
CELI	down	280	141	49
ASQU	down	346,91	322	49

Так як дану подію зареєстровано великою кількістю станцій, то варіантів розподілу на зони стиску та розтягу є мало, і параметри нодальних ліній відрізнялися практично одним градусом. Остаточним вибрано варіант, при якому нодальні лінії максимально близько проходять через проекції променів на станції, що зареєстрували нечіткий вступ Р- хвилі на вертикальній компоненті, що показано на рис. 3.38. Параметри орієнтації площин розриву, посувки по розриву подано в табл. 3.18.

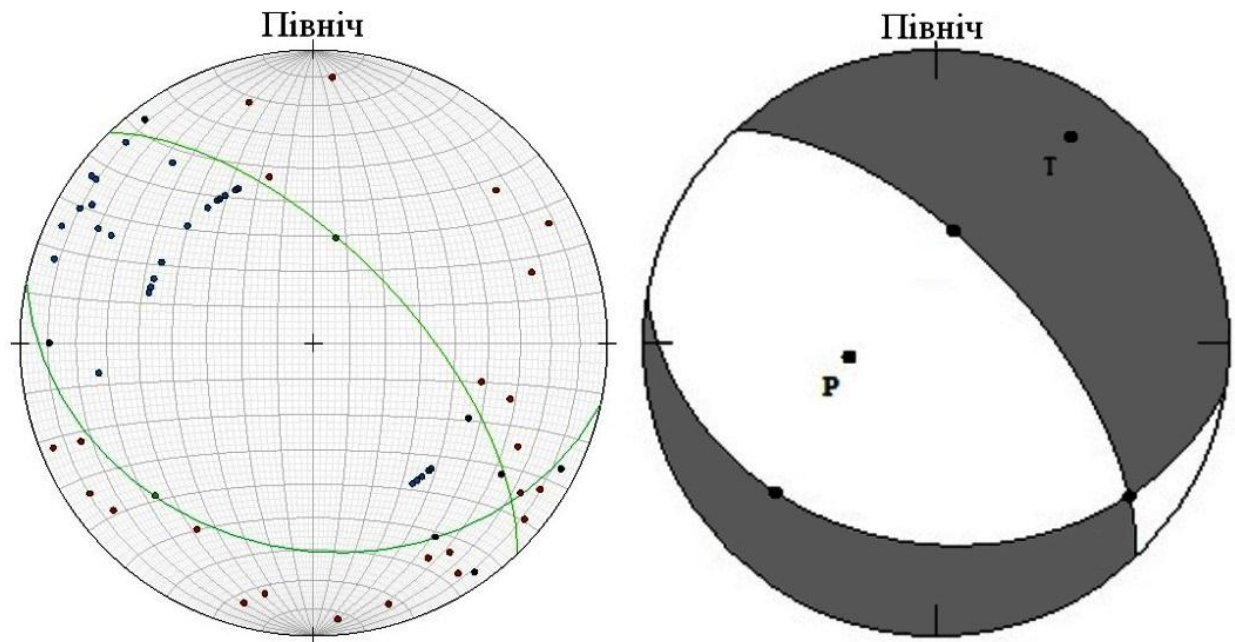


Рис. 3.38. Механізм вогнища землетрусу 29.12.2013 р., 17:08:43.00
(Італія), який визначено графічним методом

Таблиця 3.18.

Параметри механізму вогнища землетрусу 29.12.2013 р. (Італія)

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	316	64	-73
Нод. пл..2	102	30	-120

Таким чином, можна зробити наступні висновки. Для району Південних Апеннін характерний вид розлому – скид [52] і механізм вогнища землетрусу 29 грудня 2013р., що відбувся в цьому регіоні цілком відповідає такому виду розлому. Крім того, визначений графічним методом фокальний механізм порівнювався з фокальним механізмом, отриманим згідно даних Saint Louis University Earthquake Center [95] методом інверсії хвильових форм (рис. 3.39) (табл. 3.19)

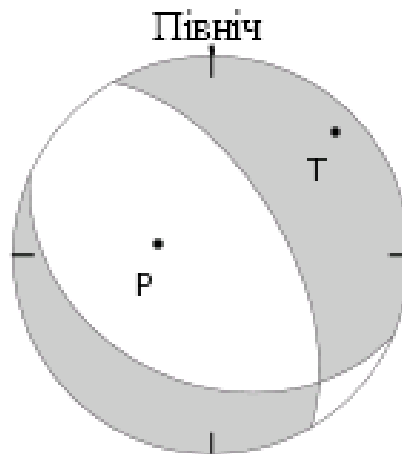


Рис. 3.39. Фокальний механізм землетрусу в Італії 29.12.2013, визначений у роботі [95]

Таблиця 3.19.

Параметри фокального механізму землетрусу 29.12.2013 (Італія), визначенні методом інверсії хвильових форм

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	330	60	-70
Нод. пл..2	114	35	-121

Порівняльний аналіз фокальних механізмів, які визначено графічним методом та методом інверсії хвильових форм, вказує на їх подібність, як видно з (рис. 3.38, 3.39), а їхні параметри є близькими за значенням (табл..3.18, 3.19).

Механізм вогнища землетрусу 12.08.2007 , 7:47:4.04, $\varphi=39.35^\circ$, $\lambda=-2.99$, $h=12$ км (Іспанія), $MW=4.7$.

Для визначення механізму вогнища даного землетрусу графічним методом використано дані хвильових форм запису переміщення з 55 сейсмологічних станцій, що зареєстрували землетрус. Для визначення кута

виходу використано швидкісну модель для даного регіону (табл. 3.20) [105, 119].

Таблиця 3.20.

Швидкісна модель середовища для Іспанії

Товщина шару, км	швидкість V_p	швидкість V_s	rho
2	5.4	3.1	2.5
12	6.1	3.51	2.75
12	6.4	3.68	2.85
6	6.9	3.94	2.9
50	8.1	4.6	3.3
100	8.1	4.4	3.35
	8.2	4.7	3.4

Знак вступу Р-хвилі визначався з запису переміщення на вертикальній компоненті. Щоб уточнити момент вступу хвилі на деяких станція, переміщення було переведено в швидкість. У таблиці 3.21 наведено вихідні дані для визначення механізму вогнища: знак вступу, азимут і кут виходу.

Таблиця 3.21

Вихідні дані визначення механізму вогнища землетрусу 12.08.2007 ,
7:47:4.04, $\varphi=39.35^\circ$, $\lambda=-2.99$, $h=12$ км (Іспанія), $MW=4.7$.

Станція	Знак вступу	Епіцентральна відстань, км	Азимут на станцію	Кут виходу
PAB	+	119	281.0	72
SESP	-	142	164.1	65
JAND	-	151	214.4	64
EHUE	-	174	168.5	63

Продовження таблиці 3.21

XIII	+	175	135.7	63
VALD	-	193	152.2	62
GORA	-	208	181.2	62
ROMA	-	209	120.2	62
VELZ	-	215	155.7	62
HSAN	-	241	191.1	61
ACLR	-	242	171.4	61
SELV	-	243	195.6	61
CUEV	+	244	156.6	61
GEOD	-	246	152.4	60
EBEN	+	250	105.9	60
HORN	-	259	230.4	59
CART	+	262	137.9	59
EBR	+	339	51.6	56
ASCB	-	271	161.2	58
EBER	-	272	178.1	58
ESTR	-	283	215.9	58
MESA	+	283	160.2	58
ACBG	-	295	166.1	57
ANER	-	297	194.9	57
ERTA	+	335	56.6	56
ESAC	-	339	38.1	56
EMIJ	-	347	207.3	55
ARAC	-	351	243.6	55
EBAD	+	354	260.5	54
EMIN	-	366	242.4	53
ESPR	-	373	223.2	53

Продовження таблиці 3.21

PBAR	-	375	250.9	53
EIBI	+	376	94.1	53
EALB	-	378	180.6	53
PMRV	-	379	256.3	53
MVO	-	398	301.8	52
EARA	-	398	16.8	52
PESTR	+	401	263.8	51
MTE	+	407	288.2	51
EPOB	-	411	55.8	51
EORO	-	418	19.1	50
ECAL	+	428	313.6	49
ELAN	-	433	355.2	48
ECEU	-	437	209.4	48
EGRO	-	441	244.1	48
EBIE	-	455	31.9	48
EALK	-	447	15.6	48
EARI	-	477	337.9	47
PBDV	+	491	243.0	46
ETOS	-	501	82.8	45
ELOB	+	512	304.8	44
PMAFR	-	546	267.4	43
EPON	+	562	323.2	42
EJON	+	603	53.2	41
EMAZ	+	642	310.5	40

На стереографічну сітку нанесено проекції променів на станцію. Вибрано два варіанти розподілення даних точок на зони стиску розтягу відповідно до знаків вступу (рис. 3.40).

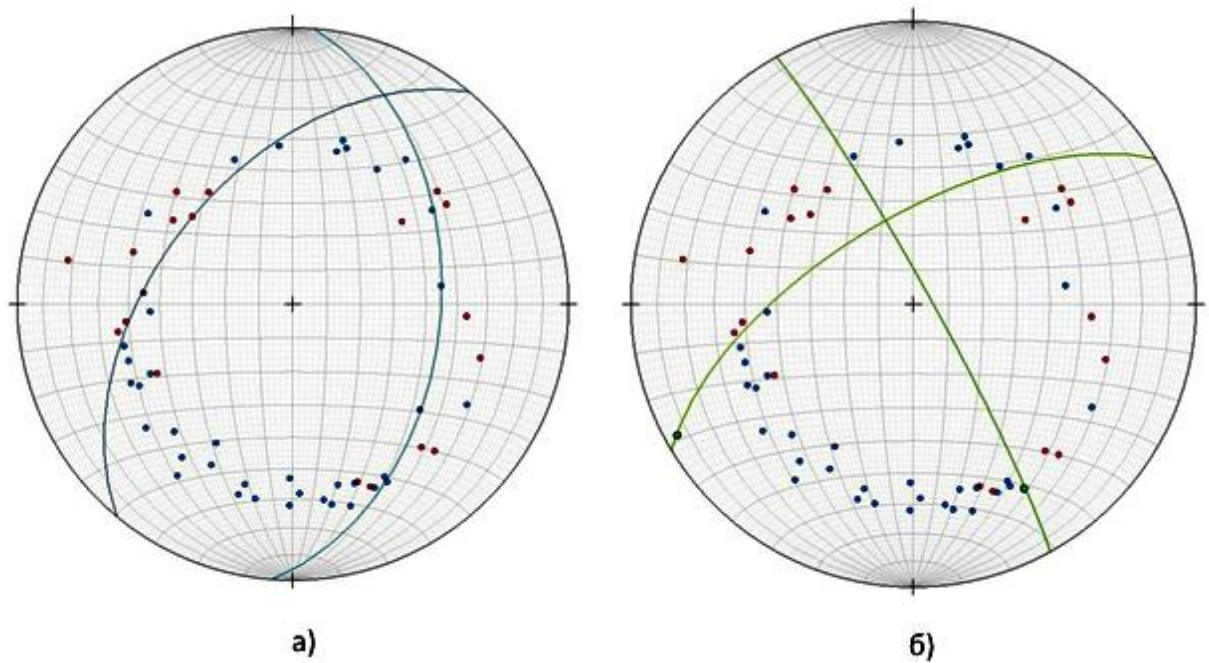


Рис. 3.40. Варіанти розподілу нодальними лініями. а) варіант скид, б) варіант зсув

Очевидно, що у варіанті .а) (рис. 3.40) більша кількість станцій не потрапляють у «правильний» квадрант, ніж у варіанті б). Тому, як остаточний варіант вибрано механізм б). Його параметри наведено в табл. 3.22.

Таблиця 3.22.

Параметри механізму вогнища землетрусу 12.08.2007 , 7:47:4.04 в Іспанії, визначеного графічним методом.

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	331	85	-154
Нод. пл..2	239	65	-5

Для даної події, згідно літературних даних [105, 119], визначено механізм вогнища землетрусу іншими методами (рис. 3.41). Їхні параметри наведено відповідно у табл.. 3.23 та 3.24.

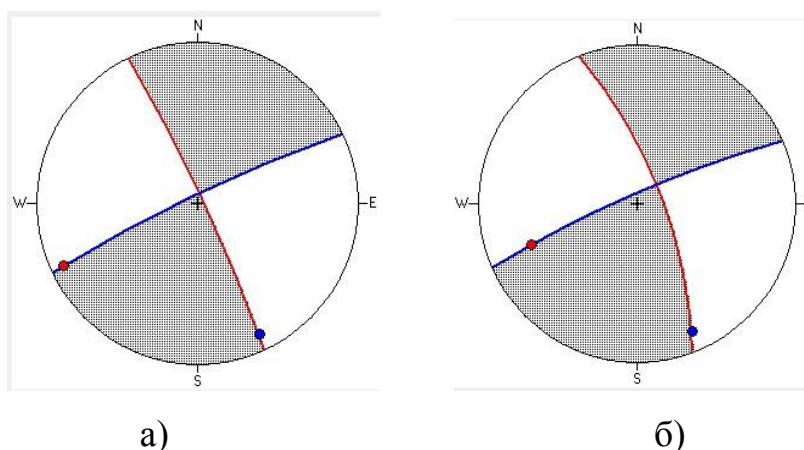


Рис. 3.41 Механізм вогнища землетрусу 12.08.2007 , 7:47:4.04 в Іспанії, а) представлений у роботі [105] та б) представлений у роботі [119]

Таблиця 3.23

Параметри механізму вогнища землетрусу 12.08.2007 , 7:47:4.04 в Іспанії, визначеного у роботі [105].

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок пошувки λ , °
Нод. пл. 1	335	85	6
Нод. пл..2	244	84	175

Таблиця 3.24

Параметри механізму вогнища землетрусу 12.08.2007 , 7:47:4.04 в Іспанії, визначеного у роботі [119].

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок пошувки λ , °
Нод. пл. 1	339	71	8
Нод. пл..2	246	82	161

Зауважено, що орієнтація нодальних площин у всіх розв'язках є близькою. Однак, напрямок пошувки відрізняється. У роботах [105, 119] вказано, що розв'язки механізмів вогнищ отримано без узгодження полярностей вступу. Відомо, що в деяких методах визначення механізмів

вогнищ виникає неузгодженість у визначені напрямку посувки (вони можуть бути протилежними). Тому у таких випадках необхідно звернути увагу на полярність вступу. Таким чином, порівнюючи механізми вогнищ на рис. 3.41 та рис. 3.40,б, зробимо висновок, що графічний метод можна використовувати як допоміжний при визначенні фокальних механізмів іншими методами.

Механізм вогнища землетрусу в Канаді (провінція Альберта)

09.08.2014 р. 15:28:51.00 $\phi=52.1646$, $\lambda=-115.256$ $h=4.9$ $M=3.8$

Для визначення механізму вогнища землетрусу 09.08.2014 р. (Канада) розглядалися записи сейсмограм із 32 сейсмічних станцій. Згідно швидкісної моделі середовища [69] для даного регіону Канади (табл. 3.25) для кожної станції визначено кут виходу променя на станцію, азимут, епіцентральної відстань, полярність вступу повздовжньої хвилі на вертикальній компоненті та для кількох станцій величину логарифму відношення амплітуд поперечної S-хвилі до повздовжньої P-хвилі (табл. 3.26).

Таблиця 3.25

Швидкісна модель середовища для сейсмоактивного регіону Альберта, (Канада) [69]

Глибина, м	Швидкість P-хвилі, м/с	Швидкість S-хвилі, м/с
2000	3200	1500
4000	6310	3660
5000	4680	2720
10000	6310	3660
15000	6500	3780
20000	6580	3820
25000	6750	3920
30000	6780	3940

Продовження таблиці 3.25

35000	7000	4070
40000	7100	4120
45000	7280	4230

Таблиця 3.26

Дані для визначення механізму вогнища землетрусу 09.08.2014 р.

15:28:51.00 $\varphi=52.1646$, $\lambda=-115.256$ (Канада)

Станція	Полярність	Азимут, °	Кут виходу, °	Епіцентральна відстань, км
TD012	-	246.9	119	11
TD13A	-	118.7	112	38
TD013	-	21.5	111	42
TD011	-	336.8	111	46
TD008	+	350.1	110	72
TD009	+	283.3	110	75
TD007	-	343.3	110	86
TD08A	-	358.7	110	87
TD010	+	305.7	110	90
TD005	-	353.4	110	95
TD006	-	344.9	110	96
TD07A	-	339.8	110	97
TD026	+	158.9	110	105
TD09A	+	317.8	110	114
TD025	+	160.4	110	119
TD022	+	147.1	110	131
TD023	+	150.7	110	135

Продовження таблиці 3.26

TD024	+	153.5	110	139
TD027	+	150.2	110	143
TD003	-	20.0	110	145
TD004	-	15.9	110	151
TD002	-	22.0	109	153
TD001	-	20.0	109	164
MNB	+	272.1	109	214
SLEB	+	241.9	109	229
BLBC	+	268.6	109	274
WALA	+	164.2	30	359
PNT	+	223.5	30	443
LLLБ	+	251.9	30	493
BMBC	+	316.6	30	624
YKW3	+	1.6	34	1159
SOLO	+	89.2	38	1635

Під час нанесення даної інформації на стереографічну сітку зауважено ряд особливостей. По-перше, кілька точок проєкцій мають протилежну полярність відносно решти точок, які розміщені близько до них. Це може зумовлюватися кількома причинами: недостовірною швидкісною моделлю, що безпосередньо впливає на кут виходу та інверсія знаку на сейсмографі. При розділенні нодальними лініями дані точки нехтувались. По-друге, неможливо достатньо чітко розділити усі точки на квадранти стиску і розтягу. У даному випадку варіанти розділу на квадранти вибирались відповідно до найменшої кількості точок проєкцій, що потрапляють не у відповідний для них квадрант. До того ж, зауважено, що величина логарифму відношення амплітуд S/P для таких точок є найбільшою, що повинно б свідчити про їх близьке розміщення до нодальної лінії.

Таким чином, на основі даних з табл. 3.26 та беручи до уваги попередні зауваження, визначено кілька можливих варіантів розділення нодальними лініями на квадранти стиску і розтягу (рис. 3.42) та найкращий варіант такого розділення (рис. 3.43). Відповідно до цього найкращого варіанту визначено параметри механізму вогнища даного землетрусу (табл.3.27).

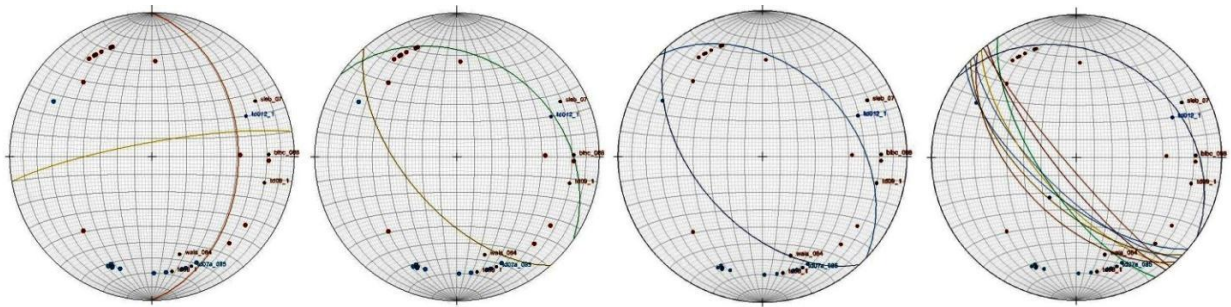


Рис. 3.42. Варіанти механізму вогнища землетрусу 09.08.2014 р.
 $\varphi=52.1646$, $\lambda=-115.256$ (Канада).

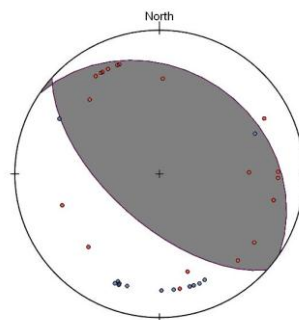


Рис. 3.43 Механізм вогнища землетрусу 09.08.2014р. $\varphi=52.1646$, $\lambda=-115.256$ (Канада).

Таблиця 3.27

Параметри механізму вогнища землетрусу 09.08.2014 р. $\varphi=52.1646$, $\lambda=-115.256$, Канада: Альберта.

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	132	62	94
Нод. пл..2	304	28	82

Визначений механізм вогнища не дає інформації про те яка саме нодальна площина є площиною розриву, але даний механізм відповідає виду розлому – насув, що є характерним для даного регіону [69].

3.3.3. Визначення механізму вогнища графічним методом для задачі inv2a проектуSIV

Основними вхідними параметрами, які впливають на визначення механізму вогнища графічним методом є швидкісна модель та полярності вступу. Для реальних подій важко підібрати ідеальну швидкісну модель, і не завжди можливо визначити полярність. Тому для апробації графічного методу розглянемо наступну задачу. Як вже згадувалось вище, для порівняння розв’язків прямих і обернених задач сейсмології та для пошуку методу, що найкраще підходить для певного типу задач, створено проект SIV [108], в якому розглядаються ряд тестових прикладів на основі змодельованих даних і наперед визначених параметрів. Із даного проекту було вибрано задачу inv2a. Для визначення механізму вогнища графічним методом використано задану швидкісну модель (табл. 3.26) та записи в переміщеннях, з яких визначалися полярності вступу прямої Р-хвилі.

Таблиця 3.28

Швидкісна модель середовища із задачі inv2a (SIV)

Глибина, км	v_p , км/с	v_s , км/с	ρ , г/см ³
2	4.8	2.6	2.3
4.8	5.5	3.1	2.5
18	6.2	3.6	2.7
24	6.8	3.8	2.8
40	8.0	4.62	3.2

Використовуючи швидкісну модель середовища (табл.3.28), значення глибини джерела (10 км), а також дані про координати станцій, обчислено необхідні дані для визначення механізму вогнища графічним методом (табл. 3.29).

Таблиця 3.29

Вхідні дані для визначення механізму вогнища для задачі inv2a

Станція	Знак вступу	Епіцентральна відстань, км	Азимут станції, °	Кут виходу, °
I34	-	5.45	265	148
I29	-	7.98	36	136
I30	-	8.5	322	135
I26	+	9.69	29	130
I27	+	10.12	329	129
I19	+	10.55	359	127
I38	+	11.41	155	125
I13	+	12.55	359	122
I25	+	12.83	49	121
I12	+	13.35	21	120
I20	+	14.83	316	118
I33	-	14.58	92	118
I31	+	15.47	274	117
I28	-	15.97	66	115
I18	+	17.98	55	112
I17	+	18.69	305	112
I11	+	19.22	50	111
I24	+	21.35	67	109
I35	+	21.93	247	108
I23	+	22.14	293	108

Продовження таблиці 3.29

I37	-	22.19	118	108
I9	+	23.74	320	107
I10	+	23.87	308	107
I7	+	24.37	37	106
I14	+	25.14	62	105
I40	+	29.33	150	103
I3	+	29.89	9	103
I8	+	30.48	54	102
I22	-	31.12	282	102
I21	+	30.78	74	102
I4	+	31.33	341	102
I32	-	37.07	91	100
I5	+	40.07	48	99
I6	+	41.46	62	99
I15	+	41.51	72	99
I16	-	42.97	290	98
I39	-	42.59	119	98
I36	-	45.28	100	98
I1	+	46.86	18	98

Згідно даних про азимути, кути виходу і полярності нанесено точки проєкцій променів на станції на стереографічну сітку (рис. 3.44). Для даної задачі в проєкті задано механізм вогнища (табл. 3.30). Розподілення нодальними лініями, заданими в проєкті, зображено на рис. 3.44,а, а нодальними лініями визначеними графічним методом на рис. 3.44,б. Представлені механізми практично однакові і відрізняються лише на похибку, яку задано у проєкті. Різниця полягала також у тому, що у графічному методі враховано знак вступу «+» на станції I26.

Таблиця 3.30

Механізм вогнища для задачі inv2a, заданий у проекті SIV

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	90	45±5	-120±10
Нод. пл..2	309±15	52±10	-63±10

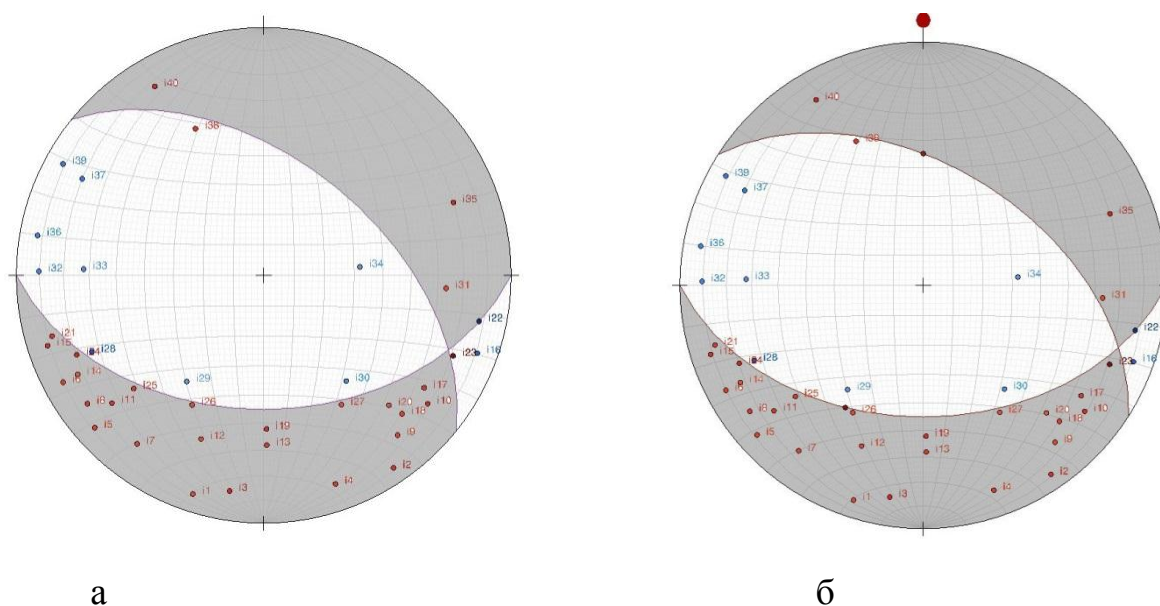


Рис. 3.44 Механізм вогнища для задачі inv2a, а – заданий у проекті, б – визначений графічним методом

Отже, параметри механізму, визначеному графічним методом є достатньо точні (табл. 3.31).

Таблиця 3.31

Механізм вогнища для задачі inv2a, заданий у проекті SIV

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	90	45	-115
Нод. пл..2	303	50	-67

Таким чином, маючи тестовий приклад згідно проекту SIV-inv2a, у роботі показано правильність і достовірність використання графічного методу та його модифікацій для визначення механізмів вогнищ землетрусів. Крім того, достовірність результатів продемонстровано на прикладах реальних подій (о. Мальта, Італія, Іспанія) шляхом порівняльного аналізу. Отримані висновки і результати дають підстави для використання графічного методу для визначення механізмів вогнищ Карпатського регіону, що є надзвичайно важливим для вивчення сейсмічності регіону. Слід відзначити, що у випадку малої сейсмічності, як, наприклад, для Закарпаття, не завжди є достатня кількість станцій, що зареєстрували подію для визначення її механізму. Це і є причиною того, що в сейсмологічних бюлетенях України немає інформації про вогнища землетрусу та його параметри для Карпатського регіону. Наступний метод, що розглянуто у дисертаційній роботі – це метод визначення механізмів за даними обмеженої кількості станцій.

3.4. Визначення механізмів вогнищ за даними обмеженої кількості станцій

Параметри орієнтації нодальних площин і напрямків посувок є математично пов'язані з тензором сейсмічного моменту (3.2). Задача визначення тензора сейсмічного моменту за даними хвильових форм запису – обернена задача сейсмології. Вона безпосередньо пов'язана із визначенням часової функції вогнища. Існує багато методів розв'язання даних задач. Ряд методів використовують дані з великої кількості сейсмологічних станцій. У дисертаційній роботі запропоновано методіку визначення механізмів вогнищ за даними обмеженої кількості станцій, що оснований на матричному методі визначення тензора сейсмічного моменту [9, 10, 12, 16-18, 26].

3.4.1. Визначення тензора сейсмічного моменту

Згідно робіт [9, 10, 12, 16-18, 26] узагальнений розв'язок тензора сейсмічного моменту, компоненти якого представлені вектором-стовпцем $\mathbf{M} = (M_{xz}, M_{yz}, M_{zz}, M_{xx}, M_{yy}, M_{xy})^T$, є визначений за даними поля переміщень $\mathbf{U}_s^{(0)}$ з N станцій (вектор розмірністю $1 \times 6N$) і складається з векторів поля переміщень для кожної станції:

$$\mathbf{M} = (\tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{G})^{-1} \tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{U}_s^{(0)} \quad (3.3)$$

Даний розв'язок мінімізується нормою

$$|\mathbf{U}_s^{(0)} - \mathbf{G}\mathbf{M}|^2 \quad (3.4)$$

Матриця \mathbf{G} є узагальненою матрицею середовища розмірністю $6 \times 6N$ і складається з N матриць \mathbf{K} розміру 6×6 , записаних для кожної станції, $\tilde{\mathbf{G}}^*$ – комплексно спряжена і транспонована відносно матриці \mathbf{G} .

Розглянемо розв'язок тензора сейсмічного моменту у випадку однієї станції.

У другому розділі даної роботи представлено поле переміщень на вільній поверхні шаруватого півпростору для прямих P та S хвиль (2.37-2.39) у часовій області. У спектральній області дані співвідношення мають вигляд:

$$\mathbf{U}_s^{(0)} = (U_s^{(0)p}, U_s^{(0)s}, U_y^{(0)p}, U_y^{(0)s}, U_z^{(0)p}, U_z^{(0)s})^T = \mathbf{K} \cdot \mathbf{M}. \quad (3.5)$$

Або

$$\mathbf{M} = \mathbf{K}^{-1} \cdot \mathbf{U}_s^{(0)} \quad (3.6),$$

де матриця \mathbf{K} – матриця середовища, яку представлено як

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_{11}^P & K_{12}^P & K_{13}^P & K_{14}^P & K_{15}^P & K_{16}^P \\ K_{21}^S & K_{22}^S & K_{23}^S & K_{24}^S & K_{25}^S & K_{26}^S \\ K_{31}^P & K_{32}^P & K_{33}^P & K_{34}^P & K_{35}^P & K_{36}^P \\ K_{41}^S & K_{42}^S & K_{43}^S & K_{44}^S & K_{45}^S & K_{46}^S \\ K_{51}^P & K_{52}^P & K_{53}^P & K_{54}^P & K_{55}^P & K_{56}^P \\ K_{61}^S & K_{62}^S & K_{63}^S & K_{64}^S & K_{65}^S & K_{66}^S \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Зауважимо, що рядки в матриці \mathbf{K} є лінійно незалежними. Оскільки, у даній роботі будемо визначати тензор сейсмічного моменту, виділяючи поле переміщень лише прямої Р- хвилі, то матрицю \mathbf{K} запишемо як матрицю лише для Р-хвиль у вигляді:

$$\mathbf{K}^P = \begin{pmatrix} K_{11}^P & K_{12}^P & K_{13}^P & K_{14}^P & K_{15}^P & K_{16}^P \\ K_{21}^P & K_{22}^P & K_{23}^P & K_{24}^P & K_{25}^P & K_{26}^P \\ K_{31}^P & K_{32}^P & K_{33}^P & K_{34}^P & K_{35}^P & K_{36}^P \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

де елементи матриці \mathbf{K}^P [9, 10, 12, 16-18, 26]:

$$> K_{11}^P = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \cos^2 \varphi \cdot g_{1r}^p dk ,$$

$$K_{12}^P = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \cos \varphi \sin \varphi g_{1r}^p dk ,$$

$$\mathbf{K}_{13}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \mathbf{g}_{2r}^p \cos\varphi \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{14}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \cos^3 \varphi \cdot \mathbf{g}_{3r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{15}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \cos\varphi \sin^2 \varphi \cdot \mathbf{g}_{3r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{16}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \cos\varphi \sin 2\varphi \cdot \mathbf{g}_{3r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{21}^p = \sin\varphi \cos\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \mathbf{g}_{1r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{22}^p = \sin^2 \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \mathbf{g}_{1r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{23}^p = \sin\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \mathbf{g}_{2r}^p \, dk ,$$

$$\mathbf{K}_{24}^p = \cos^2 \varphi \cdot \sin\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \mathbf{g}_{3r}^p \, dk ,$$

$$K_{25}^p = \sin^3 \varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} g_{3r}^p dk ,$$

$$K_{26}^p = \sin \varphi \cdot \sin 2\varphi \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} g_{3r}^p dk ,$$

$$K_{31}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \cos \varphi g_{1z}^p dk ,$$

$$K_{32}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_1(kr)}{2\pi j} \sin \varphi g_{1z}^p dk ,$$

$$K_{33}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} g_{2z}^p dk ,$$

$$K_{34}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \cos^2 \varphi g_{3z}^p dk ,$$

$$K_{35}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \sin^2 \varphi g_{3z}^p dk ,$$

$$K_{36}^p = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr)}{2\pi j} \sin 2\varphi g_{3z}^p dk ,$$

де J_0, J_1 – функції Бесселя, множники $g_{ij}^p, i=1,2,3; j=r,z$ – визначаються згідно методики, розглянутій у другому розділі.

Таким чином, рівняння (3.5) для прямої P-хвилі, перепишемо у вигляді

$$\mathbf{U}_s^{(0)P} = \left(U_x^{(0)P}, U_y^{(0)P}, U_z^{(0)P} \right)^T = \mathbf{K}^P \cdot \mathbf{M},$$

а його розв'язок матиме вигляд

$$\mathbf{M} = \left(\tilde{\mathbf{K}}^{P*} \mathbf{K}^P \right)^{-1} \tilde{\mathbf{K}}^{P*} \mathbf{U}_s^{(0)P} \quad (3.9)$$

Даний розв'язок мінімізується нормою

$$\left| \mathbf{U}_s^{(0)P} - \mathbf{K}^P \mathbf{M} \right|^2 \quad (3.10)$$

Звісно, що найкращий розв'язок для тензора сейсмічного моменту буде за даними максимально можливої кількості станцій. Із іншої сторони, буде накопичуватися похибка для кожної станції. Про певний вклад кожної станції у розв'язок задач визначення тензора сейсмічного моменту і задач визначення параметрів розподіленого джерела у своїх роботах згадували Галовіч, Ампуеро [59]. Початковою метою даної роботи було визначати механізм вогнища, використовуючи спостережувані дані з однієї станції, за допомогою матричного методу, як розв'язок оберненої задачі, згідно (3.9).

Для тестового прикладу розглянуто задачу з проекту SIV inv2a (рис. 3.45), вхідні дані для якої подано вище для розгляду графічного методу.

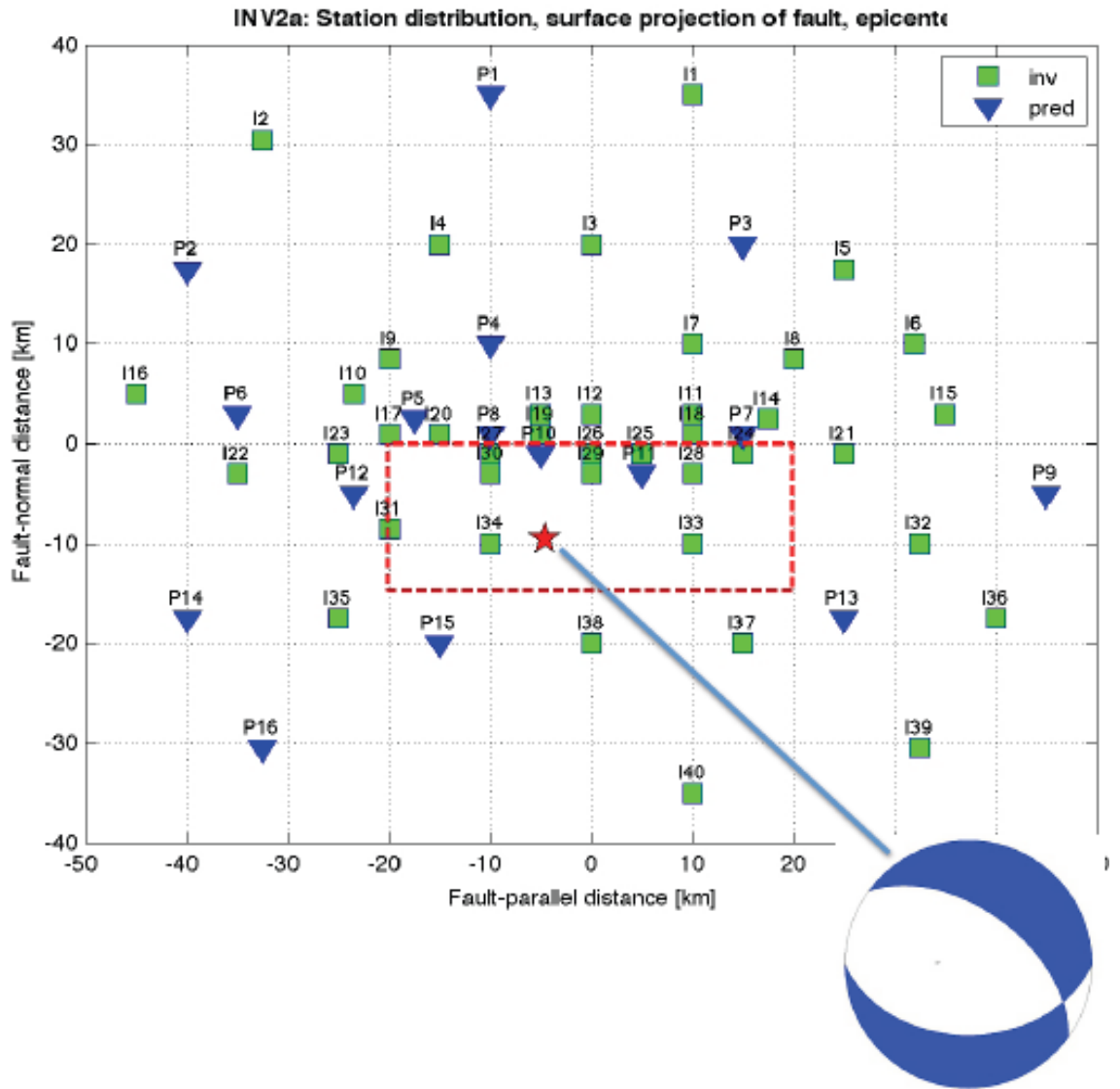


Рис.3.45 Розподілення станцій та механізм вогнища для задачі inv2a SIV

Використавши спостережуваний вектор $U_{s_i}^{(0)}$ для станції i , $i = \overline{1-40}$, обчислено компоненти тензора сейсмічного моменту для кожної з 40 станцій, і відповідно, параметри механізмів вогнищ. Наприклад, як спостережуваний вектор для станції I20 (епіцентрально відстань $r=14.83$ км, азимут $\varphi=316^\circ$, кут виходу $i=118^\circ$), виділено часове вікно Р-хвилі для трьох компонент сейсмограми (рис. 3.46). За допомогою вибору часового вікна можна мінімізувати норму (3.10), визначаючи тим самим найкращий розв'язок для різних часових вікон спостережуваних векторів.

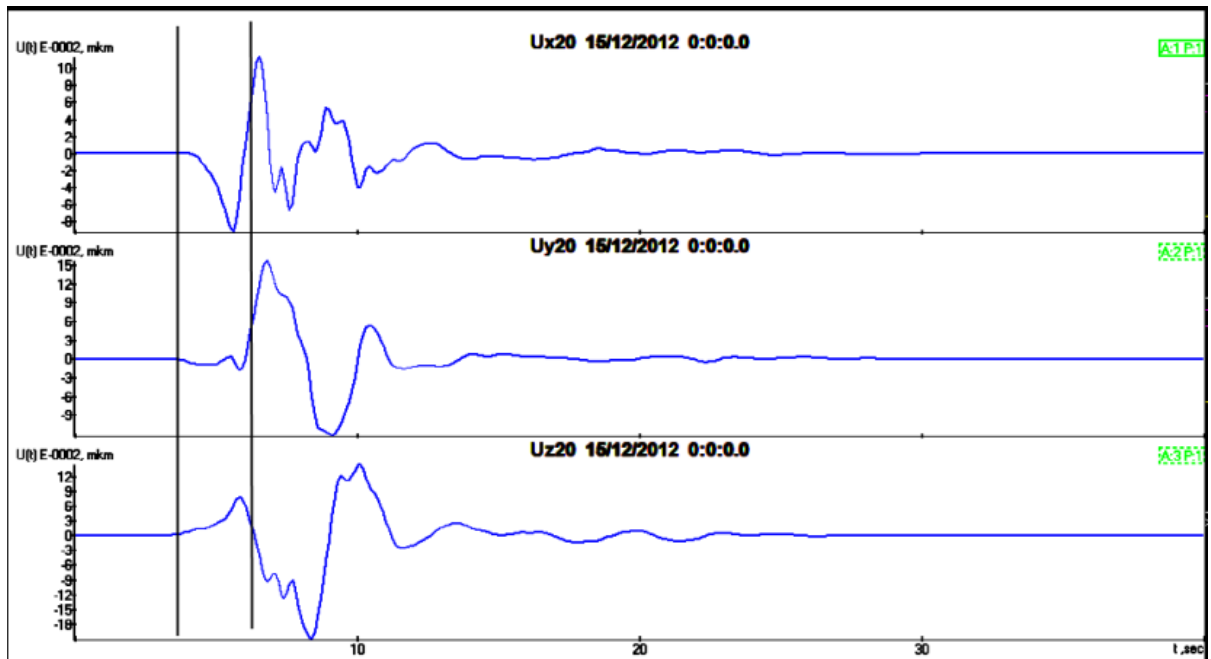


Рис. 3.46 Зображення виділення часового вектору.

У даній роботі запропоновано ввести ще одну умову на параметри, що впливають на визначення тензора сейсмічного моменту, а саме на горизонтальну складову хвильового числа. Згідно роботи [60], максимальне значення хвильового числа визначається як

$$k_{\max}^2 \leq \frac{1}{L^2} + \frac{1}{W^2} \quad (3.11)$$

де L , W – довжина і ширина площини розлому, що визначаються із спектральних параметрів. Згідно моделі Брюна для прямокутної площини розлому [45, 71, 99]:

$$L = \frac{3.36v_p}{2\sqrt{3}\pi\omega_{c1}} \quad (3.12)$$

$$D = \frac{3.36v_p}{2\sqrt{3}\pi\omega_{c2}}$$

де ω_{c1} , ω_{c2} – відповідні кутові частоти, визначені із спектру спостережуваної сейсмограми (рис. 3.47).

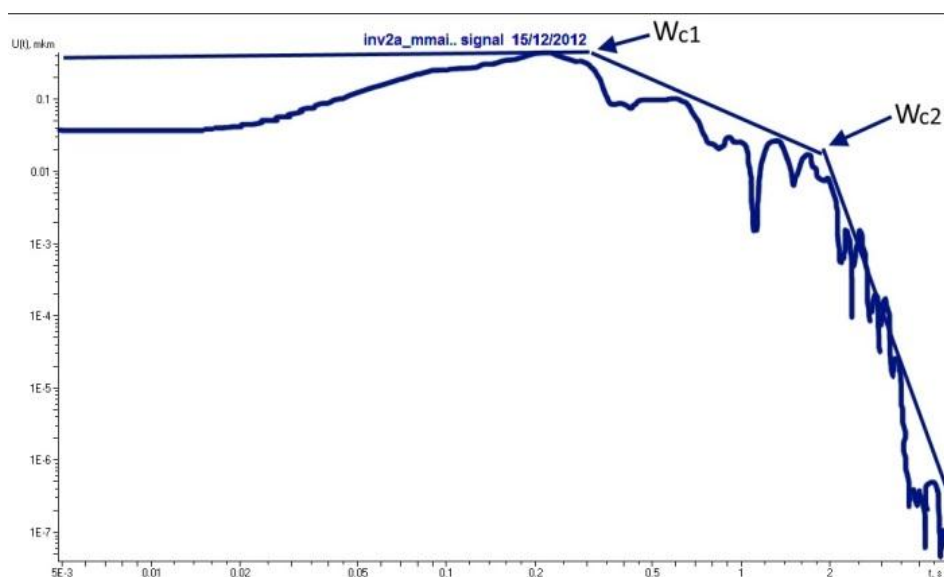


Рис. 3.47 Спектр запису z-компоненти для станції I20 і відповідні кутові частоти ω_{c1}, ω_{c2}

Таким чином, розв'язуючи рівняння (3.9) використовуючи норму мінімізації (3.10) і умову (3.11), отримаємо часову залежність тензора сейсмічного моменту (рис. 3.48), з якої і визначаємо компоненти тензора сейсмічного моменту для станції I20.

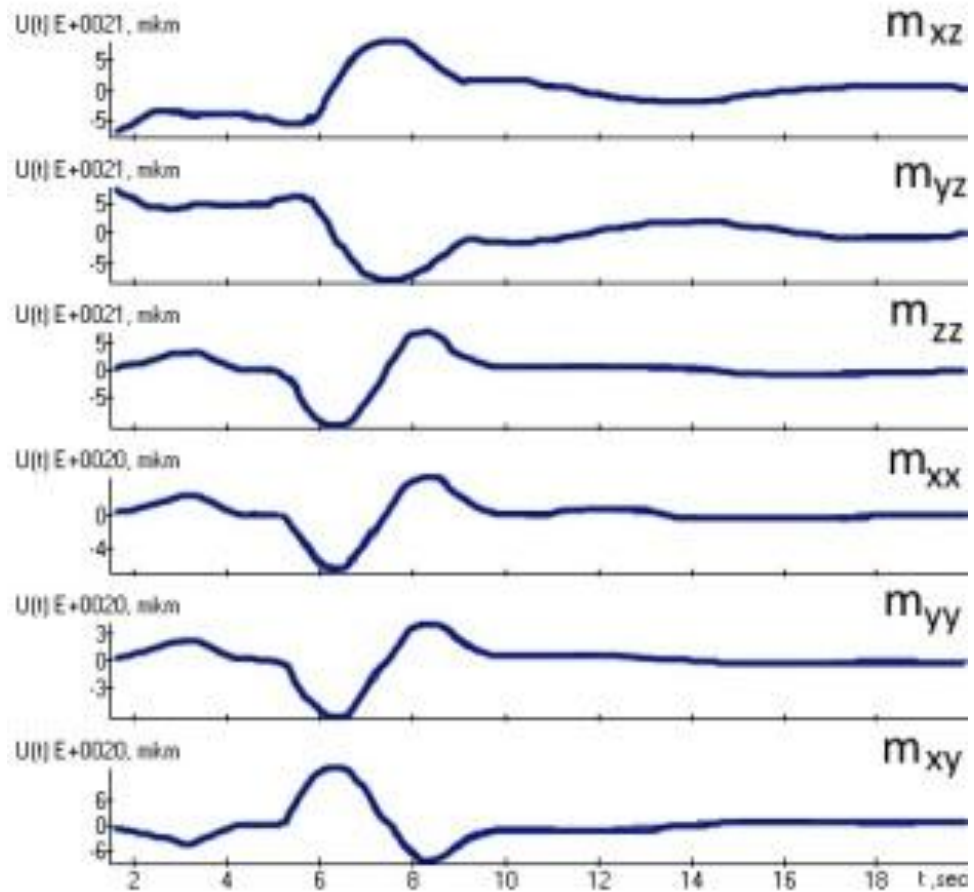


Рис. 3.48 Компоненти тензора сейсмічного моменту, визначені за даними станції I20.

Таким чином, з тензора отримано механізм вогнища (рис. 3.49) з параметрами в табл. 3.32

Таблиця 3.32

Параметри механізму вогнища для задачі inv2a, визначеного за даними станції I20 матричним методом, використовуючи додаткові умови

	Азимут φ_s , °	Кут падіння δ , °	Напрямок посувки λ , °
Нод. пл. 1	226	2	-89
Нод. пл..2	44	88	-90

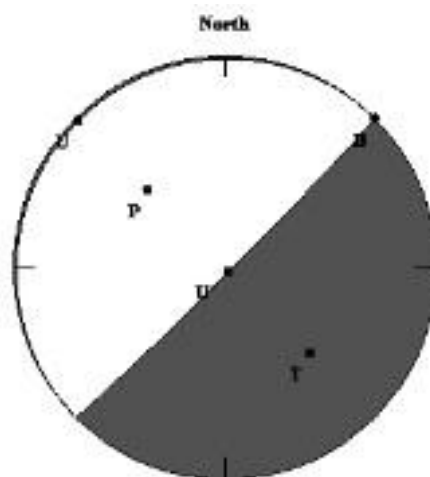


Рис. 3.49 Механізм вогнища для задачі inv2a, визначений за даними станції I20 матричним методом, використовуючи додаткові умови (3.10, 3.11)

Таким способом отримано результати для усіх 40 станцій. При порівнянні отриманих механізмів, зауважено "власне бачення" кожною станцією механізму вогнища, при чому станції, кути виходу для яких близькі, а азимути різні "бачили" той ж механізм тільки з різницею в азимуті площин розриву, і ця різниця дорівнювала різниці азимутів станцій. Наприклад, розглянемо результати для станції I33 (рис. 3.50), для якої епіцентральна відстань $r=14.58$ км, азимут $\varphi=92^\circ$ (відрізняється від азимуту I20 на 224°), а кут виходу $i=118^\circ$ такий як і для I20.

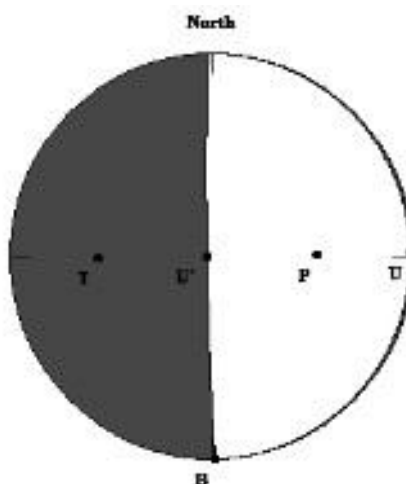


Рис. 3.50. Механізм вогнища для задачі inv2a, визначений за даними станції I33

Параметри даного механізму (табл. 3.33) в основному відрізняються азимутами на 226° .

Таблиця 3.33

Параметри механізму вогнища для задачі inv2a, визначеного за даними станції I33

	Азимут $\varphi_s, ^\circ$	Кут падіння $\delta, ^\circ$	Напрямок посування $\lambda, ^\circ$
Нод. пл. 1	0	2	-89
Нод. пл..2	178	88	-90

Таким чином, ми отримали механізми, визначенні на певній станції. Механізми вогнищ, з більшою різницею кутів виходу, відрізнялися значно більше. Беручи до уваги дані факти, запропоновано механізми, які визначено для усіх станцій "перенести" в точку, яка б мала єдине "бачення" механізму для усіх станцій. Таким чином. можна отримати схожий результат для усіх станцій

3.4.2. Визначення механізму вогнища в гіпоцентрі через параметри, які визначено на станції

Розглянемо систему координат (рис. 3.51), визначену через параметри механізму вогнища. Осями даної системи координат є одиничний вектор нормалі до площини \bar{n} , одиничний вектор напрямку посування \bar{u} , та векторний добуток цих векторів $\bar{n} \times \bar{u}$. Відомо представлення цих векторів в декартовій системі координат (x, y, z) , де x – одиничний вектор напрямку на північ, y – одиничний вектор напрямку на схід, z – одиничний вектор напрямку вниз.

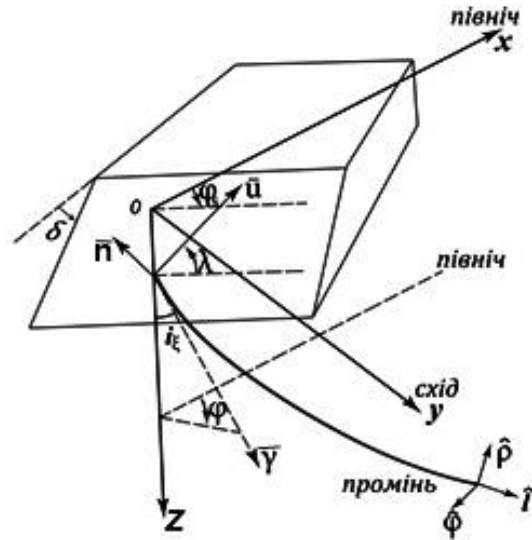


Рис. 3.51 Орієнтація площини розриву

Таким чином, запишемо вектори $\bar{\mathbf{n}}$ і $\bar{\mathbf{u}}$ через параметри механізму вогнища φ_s , δ , λ (3.13-3.14) [40]:

$$\bar{\mathbf{u}} = (\cos\lambda \cos\varphi_s + \cos\delta \sin\lambda \sin\varphi_s) \bar{\mathbf{x}} + \quad (3.13)$$

$$+ (\cos\lambda \sin\varphi_s - \cos\delta \sin\lambda \cos\varphi_s) \bar{\mathbf{y}} - \sin\lambda \sin\delta \bar{\mathbf{z}}$$

$$\bar{\mathbf{n}} = -\sin\delta \sin\varphi_s \bar{\mathbf{x}} + \sin\delta \cos\varphi_s \bar{\mathbf{y}} - \cos\delta \bar{\mathbf{z}} \quad (3.14)$$

Розглянемо вектор напрямку променя хвилі $\bar{\gamma}$, визначений у декартовій системі координат (x, y, z) через кут виходу променя i_ξ та азимут на станцію φ [40] та скалярні добутки векторів:

$$\bar{\gamma} = \sin i_\xi \cos\varphi \bar{\mathbf{x}} + \sin i_\xi \sin\varphi \bar{\mathbf{y}} + \cos i_\xi \bar{\mathbf{z}} \quad (3.15)$$

$$\bar{\mathbf{u}} \bar{\gamma} = (\cos\lambda \cos(\varphi - \varphi_s) - \cos\delta \sin\lambda \sin(\varphi - \varphi_s)) \sin i_\xi - \sin\lambda \sin\delta \cos i_\xi, \quad (3.16)$$

$$\bar{\mathbf{n}} \bar{\gamma} = \sin\delta \sin(\varphi - \varphi_s) \sin i_\xi - \cos\delta \cos i_\xi$$

Нехай є відомі параметри вогнища землетрусу φ_{s1} , δ_1 , λ_1 , які визначено з тензора сейсмічного моменту для конкретної станції. Для того, щоб отримати параметри механізму вогнища в гіпоцентрі, необхідно перенести систему координат $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})_1$, представлену через параметри φ_{s1} , δ_1 , λ_1 в точці на станції, в систему $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})_2$, представлену через параметри φ_{s2} , δ_2 , λ_2 в точці гіпоцентру. Точка на станції описується двома параметрами – азимутом φ_1 та кутом виходу i_{ξ_1} . Для точки гіпоцентру ці параметри дорівнюють нулю, а саме $\varphi_2 = 0$, $i_{\xi_2} = 0$. На стереографічній сітці це представлено, як проекція нодальної площини та проекція променя P - хвилі з гіпоцентру на станцію (рис. 3.52).

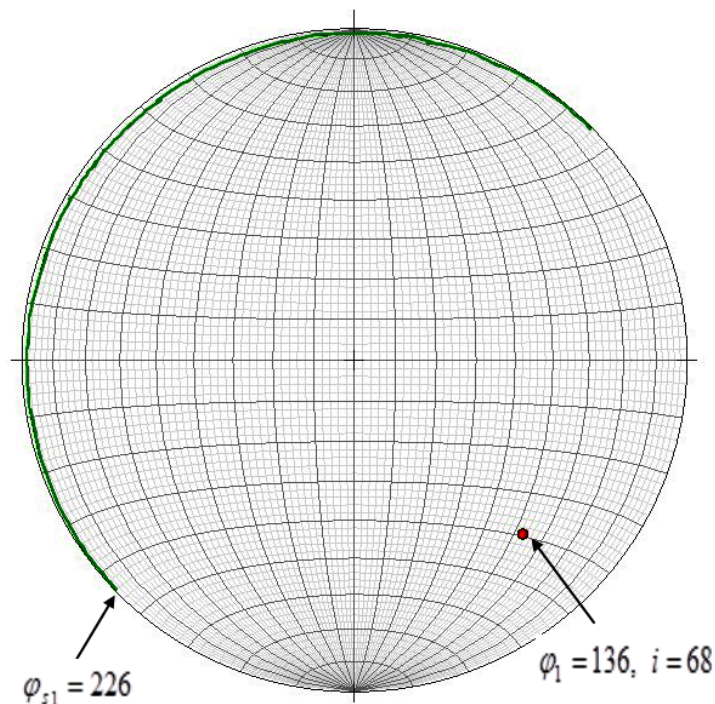


Рис.3.52 Проекція на нижню півплощину нодальної площини та променя для станції I20

Таке перенесення механізму із станції в гіпоцентр є обертанням системи координат $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})$ спочатку на кут φ_1 , а потім на кут i_{ξ_1} , і для нього виконується умова збереження скалярних добутків:

$$\bar{\mathbf{u}}_1 \bar{\gamma}_1 = \bar{\mathbf{u}}_2 \bar{\gamma}_2 \quad (3.17)$$

$$\bar{\mathbf{n}}_1 \bar{\gamma}_1 = \bar{\mathbf{n}}_2 \bar{\gamma}_2$$

Перший крок – це обертання площини розриву на кут φ_1 . Обертання здійснюється довкола осі z на площині (x, y) . У такому випадку кути δ_1 та λ_1 не змінюються, а кут φ_{s1} приймає нове значення φ'_{s1} в залежності від певних умов [3]:

$$\varphi'_{s1} = \begin{cases} \varphi_{s1} - \varphi_1, & \text{якщо } \varphi_{s1} > \varphi_1 \\ \varphi_{s1} - \varphi_1 + 360, & \text{якщо } \varphi_{s1} < \varphi_1 \end{cases} \quad (3.18)$$

Тоді, система $(\bar{\mathbf{n}}, \bar{\mathbf{u}}, \bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{u}})_1$ переходить у систему $(\bar{\mathbf{n}}, \bar{\mathbf{u}}, \bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{u}})'_1$, що визначається через параметри φ'_{s1} , δ_1 , λ_1 , для механізму вогнища в точці, для якої азимут φ_1 стає $\varphi'_1 = 0$, а кут виходу залишається рівним i_{ξ_1} . (рис. 3.53).

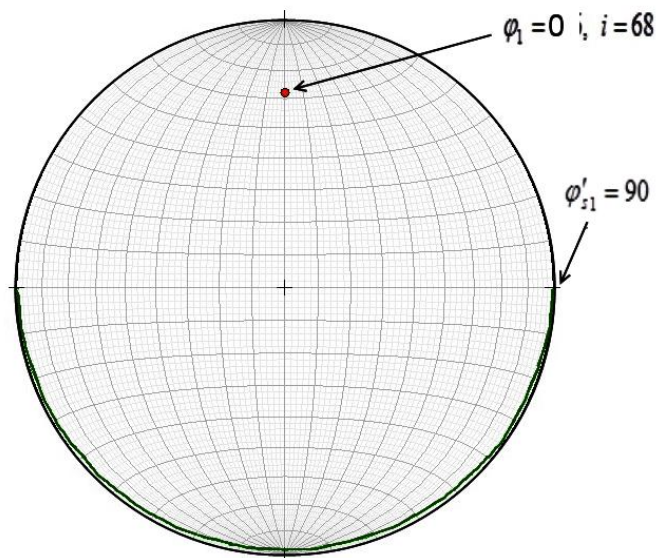


Рис.3.53 Проекція на нижню півплощину нодальної площини та променя для станції I20, які обернені на азимут станції φ_1

Наступним кроком є обертання на кут виходу i_{ξ_1} , що здійснюється у площині z довкола осі y . У такому випадку змінюються усі параметри φ_s , δ , λ . Дане обертання також має свої обмеження: кут падіння δ не може перевищувати 90° , кут λ повинен знаходитися в межах $(-180^\circ, 0^\circ)$ або $(0^\circ, 180^\circ)$, а кут $\varphi_s \in (0, 360^\circ)$. Для того, щоб накласти додаткові умови для визначення параметрів φ_s , δ , λ згідно (3.17), введемо ще один параметр i_{kr} . Даний параметр i_{kr} характеризує точку на нодальній площині у системі $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})'_1$, для якої азимут рівний нулю або 180° , а кут виходу дорівнює i_{kr} (рис. 3.54).

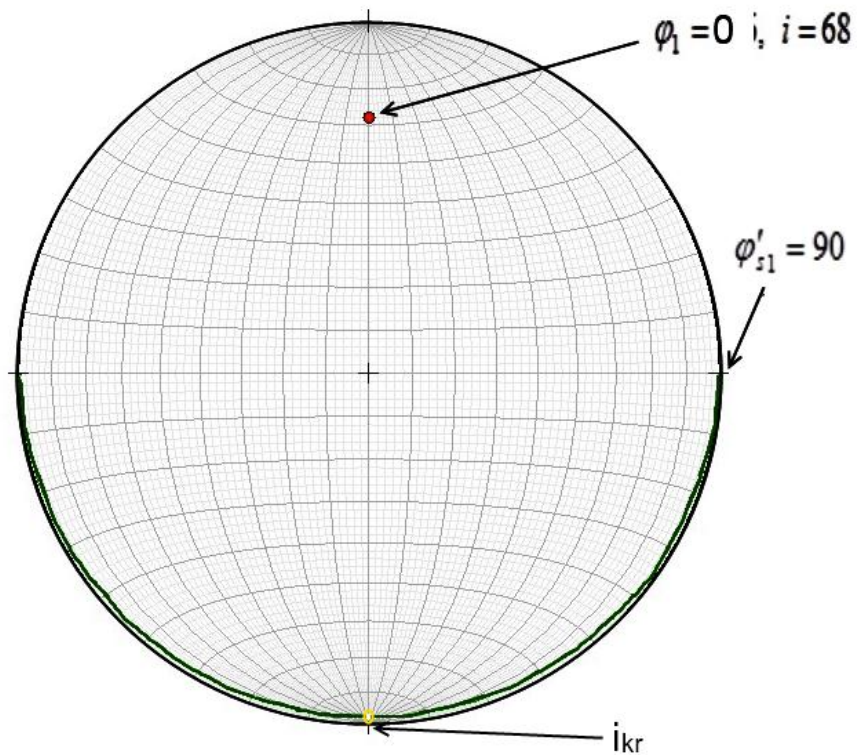


Рис. 3.54 Зображення точки, що описує i_{kr}

Отже, згідно (3.17), у якому ліва частина записана для системи $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})'_1$, а права – для системи $(\bar{n}, \bar{u}, \bar{n} \times \bar{u})_2$ ми одержимо параметри φ_{s2} , δ_2 , λ_2 [3]:

$$\delta_2 = \arccos(\sin\delta_1 \sin i_{\xi_1} \sin \varphi'_{s1} + \cos i_{\xi_1} \cos \delta_1) \quad (3.19)$$

$$\lambda_2 = \arcsin\left(-\frac{(\cos\lambda_1 \cos\varphi'_{s1} - \cos\delta_1 \sin\lambda_1 \sin\varphi'_{s1}) \sin i_{\xi_1} - \sin\lambda_1 \sin\delta_1 \cos i_{\xi_1}}{\sin \delta_2}\right) \quad (3.20)$$

$$\varphi_{s2} = \arcsin\left(\frac{\sin \delta_1 \sin \varphi'_{s1} \sin i_{kr} + \cos \delta_1 \cos i_{kr} - \cos \delta_2 \cos(i_{kr} - i_{\xi_1})}{\sin \delta_2 \sin(i_{kr} - i_{\xi_1})}\right) \quad (3.21)$$

Таким чином, ми отримаємо перенесені в гіпоцентр промінь і нодальну площину (рис. 3.55).

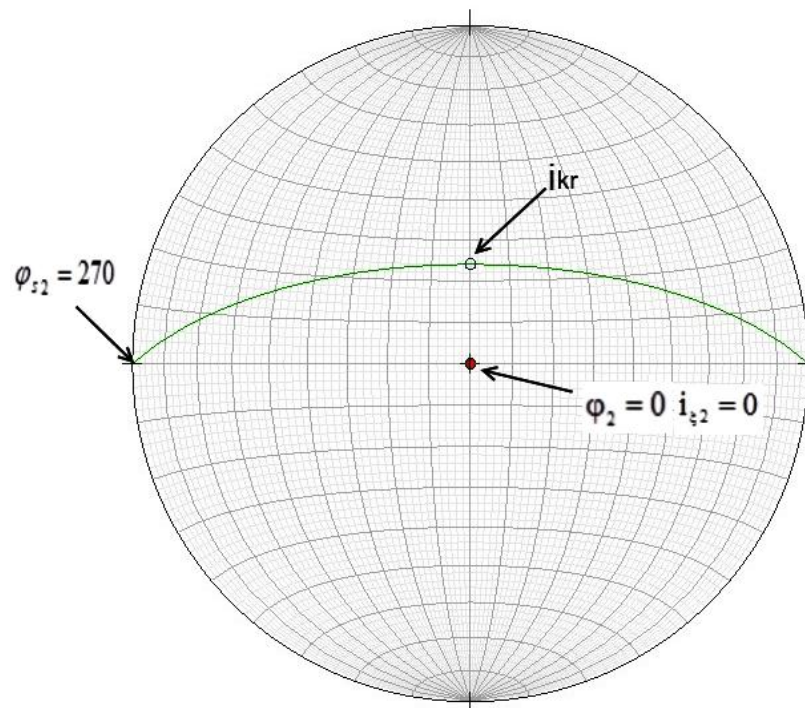


Рис. 3.55 Перенесення в гіпоцентр променя і нодальної площини для станції I20

Аналогічно, можна перенести другу нодальну площину або визначити її параметри автоматично, як площини перпендикулярної до першої (нодальні площини перпендикулярні між собою).

Отже, для станції I20 здійснено перехід від механізму вогнища, визначеного на станції до механізму вогнища в гіпоцентрі. Таким ж чином визначено механізм для станції I34 (рис. 3.56).

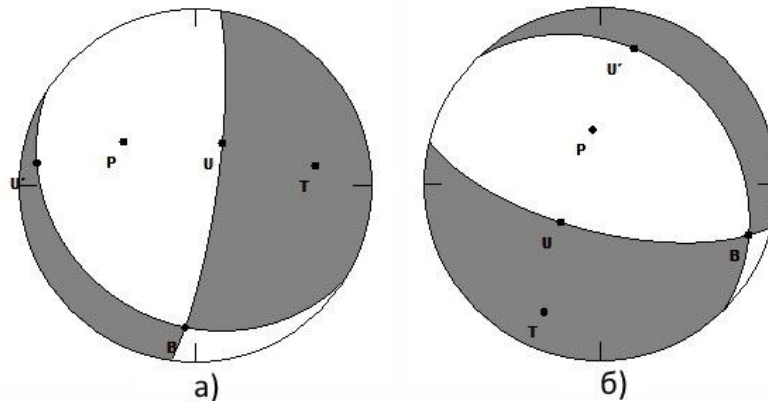


Рис.3.56 Механізми вогнища, визначені за даними станції I34 на станції (а) і в гіпоцентрі (б)

Аналогічно, визначено механізми вогнища для задачі inv2a за даними усіх 40 станцій (рис. 3.56)

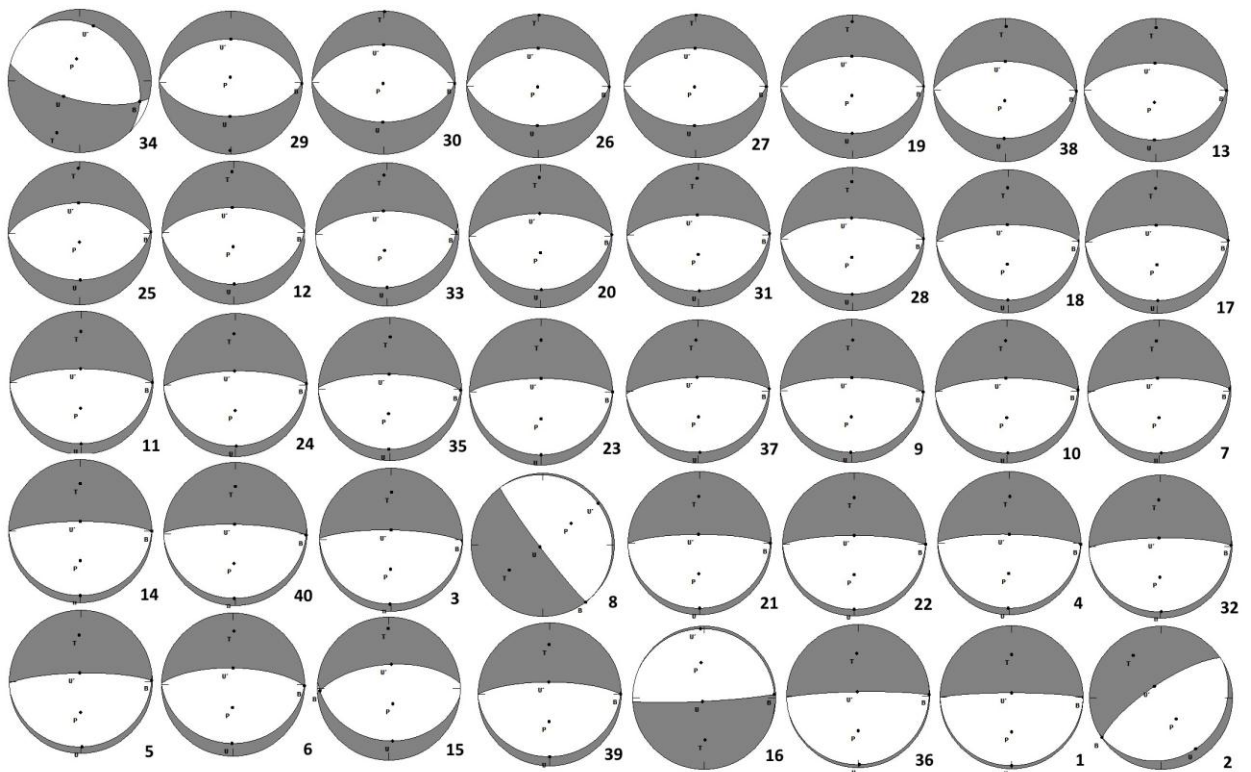


Рис. 3.57 Механізми вогнищ для задачі inv2a, визначенні за даними 40 станцій

На рис. 3.57 більшість механізмів вогнищ є схожі між собою, а також є схожими із заданим механізмом у проекті (рис. 3.44,а; 3.45) та механізмом, який визначено графічним методом (рис. 3.44,б).

Таким чином, у третьому розділі розглянуто задачу визначення механізму вогнища двома методами: графічним та методом за даними обмеженої кількості станцій. У методі за даними обмеженої кількості станцій визначено тензор сейсмічного моменту з використанням хвильових форм і з додатковою умовою, накладеною на хвильове число. Також у методі запропоновано методику перенесення механізму вогнища, визначеного на станції в гіпоцентр землетрусу. Очевидно, що найкращий результат, визначений таким методом, буде усередненим варіантом з варіантів, визначених для усіх станцій, але в окремих випадках його можна використати, якщо відомі записи події, із обмеженої кількості станцій.

Розділ 4

Визначення параметрів розподіленого джерела

Розв'язок задачі визначення механізмів вогнищ землетрусів надає нові можливості для вивчення сейсмічності з метою зменшення наслідків руйнівних землетрусів. Дані розв'язки можна застосувати для інших задач сейсмології, що покращують розуміння фізики землетрусів і надають сучасну оцінку сейсмічній небезпеці. Однією з таких задач є визначення параметрів розподіленого джерела. Розв'язок даної задачі представляє собою розподілення посувки по розриву в просторі та часі. Таке представлення дозволяє краще зрозуміти механізм поширення посувки на площині розриву, що є важливим у подальшому моделюванні землетрусів. Цю важливу задачу показано у роботах [43, 63, 89, 96, 114]. У роботах [48, 98] зауважено наявність на площині розлому посувок в стороні від гіпоцентру для сильних землетрусів, що свідчить про складність розлому. У роботах [63, 89] запропоновано для землетрусів з магнітудою більше 6 вивчати площину розлому та розподіл зміщень на ній, використовуючи дані ряду афтершоків. Такий підхід вимагає розв'язку нелінійних систем.

У представленій дисертаційній роботі розглянуто події Карпатського регіону, де зазвичай магнітуда не перевищує 4. Тому, у роботі розглянуто простий випадок розподіленого джерела з єдиною площиною розлому та однаковим напрямком посувки.

4.1. Визначення вектора посувки для розподіленого джерела

Визначаючи механізм вогнища, джерело генерації сейсмічних хвиль представляють як точкове, хоча одним з параметрів механізму вогнища землетрусу є орієнтація площини розриву. Досліджуючи розподілене джерело, вважатимемо джерелом сейсмічних хвиль усю площину розриву, яка розміщена в однорідному ізотропному шарі. Даний шар – це шар, де

розміщений гіпоцентр землетрусу, у системі паралельних однорідних шарів, якими моделюється неоднорідне середовище. Кути орієнтації площини розриву та напрямок посування є параметрами механізму вогнища, визначеного, наприклад, одним з методів: графічним або методом за обмеженою кількістю станцій.

Площину розриву довжиною L та шириною W розбиваємо на N підплощин однакової площі, кожна з яких є точковим джерелом та має таку ж орієнтацію, як і уся площина розриву (рис. 4.1).

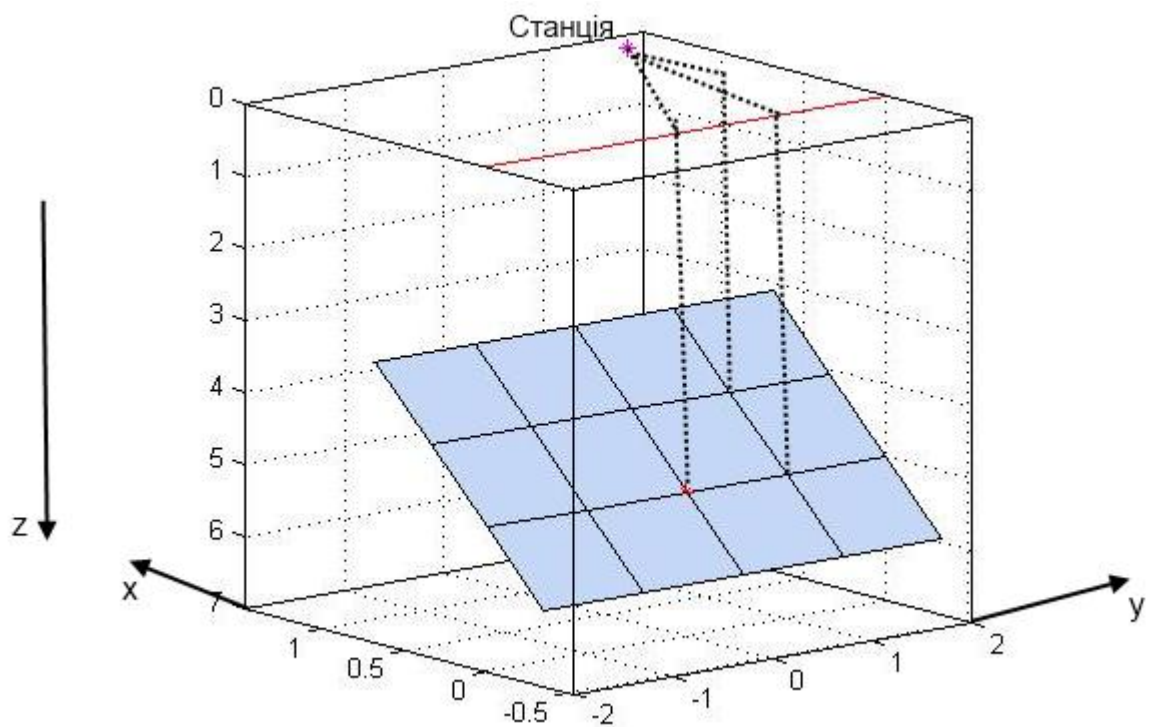


Рис.4.1 Представлення площини розриву для розподіленого джерела

Дані підплощини, що розглядаються як точкові джерела, мають різні епіцентральної відстані r_l та різний азимут та станцію φ_l , різні глибини, а, отже, різні матриці середовища \mathbf{K}_l , де l – індекс підплощини. Для кожного елементарного джерела, представленого підплощиною визначено сейсмічний момент:

$$M_{ol} = \mu A u_l, \quad (4.1)$$

де μ - модуль зсуву для однорідного шару, в якому розглядається площа розриву для розподіленого джерела (є однаковим для різних підплощин); A – площа підплощини, яка також задається однаковою для кожного точкового джерела, u_l - посувка для кожного точкового джерела.

У випадку простої моделі розрив поширюється вздовж площини розлому із певною швидкістю. Крім того, для кожної точки розлому посувка відбувається протягом скінченного часу. Час протягом якого посувка набирає своє максимальне значення називається часом наростання, так званий «rise time» t_r . Час поширення посувки вздовж розлому називають часом розриву «rupture time» t_d .

На рис. 4.2 показано загальну часову функцію джерела (STF), що є згортою функцій часу наростання посувки і часу розриву, протягом якого посувка поширюється для моделі Хаскела.

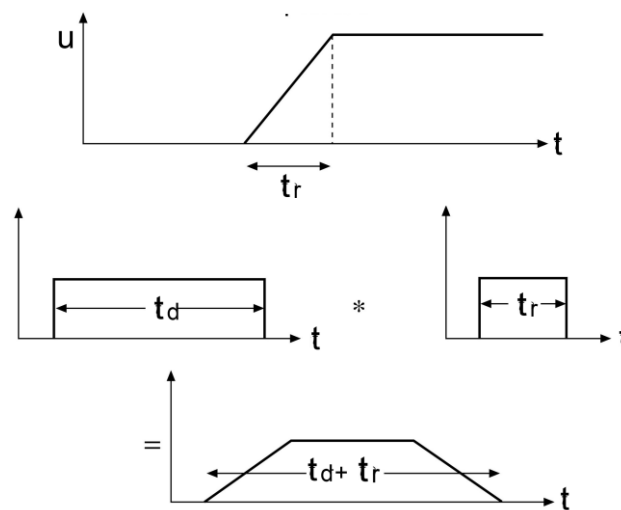


Рис. 4.2 Часова функція як згортка функцій часу наростання і часу розриву для моделі Хаскелав

Таким чином, постановка прямої задачі полягає у визначенні хвильового поля на вільній поверхні шаруватого півпростору, коли вогнище землетрусу представлено як розподілене джерело у просторі та часі. Середнє

значення посувки, час наростання, час розриву – параметри розподіленого джерела, які необхідно визначити в оберненій задачі.

Таким чином, поле переміщень на вільній поверхні складається з полів переміщень від кожного точкового джерела, тобто є суперпозицією від елементарних джерел. Розглядається реєстрація поля переміщень на вільній поверхні однією станцією від розподіленого джерела, що є сумою N елементарних (точкових) джерел. Згідно попередньо розглянутих методик, для l -того точкового джерела хвильове поле, викликане прямими P та S хвилями, у спектральній області має вигляд:

$$\mathbf{U}_l^{(0)} = \mathbf{K}_l \mathbf{M}_l \quad (4.2)$$

де $\mathbf{M}_l = (M_{xz}^l, M_{yz}^l, M_{zz}^l, M_{xx}^l, M_{yy}^l, M_{xy}^l)^T$ – вектор компонент тензора сейсмічного моменту для l -того джерела;

$\mathbf{U}_l^{(0)} = (U_x^{(0)P}, U_x^{(0)S}, U_y^{(0)P}, U_y^{(0)S}, U_z^{(0)P}, U_z^{(0)S})^T$ – компоненти прямих P і S -хвиль на вільній поверхні середовища;

матриця \mathbf{K}_l – матриця середовища для l -того точкового джерела, яку представлено у попередніх розділах.

У даній роботі параметри розподіленого джерела визначатимуться виділенням поля переміщень тільки для прямої P -хвилі. Тоді рівняння (4.2) перепишемо у вигляді:

$$\mathbf{U}_l^{(0)P} = (U_x^{(0)P}, U_y^{(0)P}, U_z^{(0)P}) = \mathbf{K}_l^P \mathbf{M}_l \quad (4.3)$$

де матриця \mathbf{K}_l^P :

$$\mathbf{K}_l^P = \begin{pmatrix} K_{11}^{Pl} & K_{12}^{Pl} & K_{13}^{Pl} & K_{14}^{Pl} & K_{15}^{Pl} & K_{16}^{Pl} \\ K_{21}^{Pl} & K_{22}^{Pl} & K_{23}^{Pl} & K_{24}^{Pl} & K_{25}^{Pl} & K_{26}^{Pl} \\ K_{31}^{Pl} & K_{32}^{Pl} & K_{33}^{Pl} & K_{34}^{Pl} & K_{35}^{Pl} & K_{36}^{Pl} \end{pmatrix},$$

а кожен її елемент визначається через інтеграли Фур'є-Бесселя-Мелліна згідно робіт [9, 10, 12, 16-18, 26]. Наприклад, елемент K_{11}^{Pl} визначено у вигляді:

$$K_{11}^{Pl} = \int_0^{\infty} \frac{k^2 J_0(kr_l)}{2\pi j} \cos^2 \varphi_l \cdot g_{1rl}^P dk, \quad (4.4)$$

де φ_l – азимут із кожного точкового джерела l на станцію, r_l – відстань від кожного точкового джерела l до станції (епіцентрально відстань для точкового джерела).

У випадку розподіленого джерела поле переміщень у спектральній області, зареєстроване на одній станції і викликане прямими P - хвилями від N точкових джерел буде мати вигляд [29]:

$$\mathbf{U}_N^{(0)P} = \mathbf{K}_1^P \mathbf{M}_1 + \mathbf{K}_2^P \mathbf{M}_2 + \dots + \mathbf{K}_N^P \mathbf{M}_N \quad (4.5)$$

Рівняння (4.5) можна переписати, використовуючи сейсмічний момент M_0 для кожного точкового джерела, використовуючи (4.1). Крім того, використаємо формули (3.2) для компонент тензора сейсмічного моменту для кожного точкового джерела через кути, які визначають геометричну орієнтацію площини розриву.

Отже, рівняння (4.5) з використанням (3.2) перепишемо у вигляді [29]:

$$\mathbf{U}_N^{(0)P} = \mathbf{K}_1^P \mu A u_1 \mathbf{f}(\delta, \varphi_S, \lambda) + \mathbf{K}_2^P \mu A u_2 \mathbf{f}(\delta, \varphi_S, \lambda) + \dots + \mathbf{K}_N^P \mu A u_N \mathbf{f}(\delta, \varphi_S, \lambda) \quad (4.6)$$

Вектор $\mathbf{f}(\delta, \lambda, \varphi_s)$ визначається через залежності компонент тензора сейсмічного моменту і є розмірністю 1×6 :

$$\mathbf{f}(\delta, \lambda, \varphi_s) = \begin{pmatrix} M_{xz} \cos \varphi + M_{yz} \sin \varphi \\ M_{zz} \\ \cos^2 \varphi \cdot M_{xx} + \sin^2 \varphi \cdot M_{yy} + \sin 2\varphi \cdot M_{xy} \\ -\cos 2\varphi \cdot M_{xx} + \cos 2\varphi \cdot M_{yy} - 2 \sin 2\varphi \cdot M_{xy} \\ M_{yz} \cos \varphi - M_{xz} \sin \varphi \\ \sin 2\varphi \cdot M_{xx} - \sin 2\varphi \cdot M_{yy} - 2 \cos 2\varphi \cdot M_{xy} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Використовуючи значення для вектора $\mathbf{f}(\delta, \varphi_s, \lambda)$, матриці \mathbf{K}_l^p , і запишемо матрицю \mathbf{G} , елементи якої визначено як [29]:

$$g_{il} = \mu A \sum_{j=1}^6 K_{ij}^{pl} \mathbf{f}_j, \quad (4.8)$$

де $i=1,2,3; j=1,\dots,6; l=1,\dots,N$.

Таким чином, отримаємо поле переміщень для розподіленого джерела, яке викликане лише прямими P -хвилями на вільній поверхні середовища у вигляді:

$$\mathbf{U}_N^{(0)P} = \left(U_x^{(0)P}, U_y^{(0)P}, U_z^{(0)P} \right)^T = \mathbf{G} \mathbf{u} \quad (4.9)$$

де вектор $\mathbf{u} = (u_1, u_2, \dots, u_N)^T$ визначає посувки по розриву для кожного точкового джерела.

Приведемо перевизначену систему лінійних рівнянь (4.9) до наступного вигляду, помноживши зліва і справа на матрицю $\tilde{\mathbf{G}}^*$, яка по відношенню до матриці \mathbf{G} є комплексно-спряженою і транспонованою, тобто:

$$\tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{G} \mathbf{u} = \tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{U}_N^{(0)P}. \quad (4.10)$$

Тоді вектор посувки для розподіленого джерела визначатиметься як [29]:

$$\mathbf{u} = (\tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{G})^{-1} \tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{U}_N^{(0)P}. \quad (4.11)$$

Даний розв'язок мінімізується нормою [29]:

$$\left| \mathbf{U}_N^{(0)P} - \mathbf{G} \mathbf{u} \right|^2. \quad (4.12)$$

Розв'язок (4.11) знайдено в частотній області. Застосувавши обернене перетворення Фур'є, отримаємо розв'язки для вектора посувки у часовій області.

4.2. Апробація методики для розподіленого джерела на прикладі задачі inv2a проекту SIV

У попередньому розділі розглядалася задача inv2a проекту SIV, для якої визначено механізм вогнища. Для апробації методики для розподіленого джерела також використано дані цієї задачі. Параметри площини розриву, задані у проекті, представлено у табл.4.1

Таблиця 4.1

Параметри площини розриву для задачі inv2a (SIV)

$\varphi_s, ^\circ$	$\delta, ^\circ$	$\lambda, ^\circ$
90	45	-120

Дану площину, розміри якої $L=40$ км, $W=14$ км, розбито на 140 підплощин розмірами $L_i=2$ км, $W_i=2$ км, тобто розподілене джерело є суперпозицією 140 елементарних точкових джерел.

Для кожної станції вибираємо спостережуване поле переміщень для Р-хвилі. Використовуючи рівняння (4.11) для визначення \mathbf{u} та, застосувавши до розв'язку обернене перетворення Фур'є, отримаємо часові функції посувок для кожного джерела.

Таким чином, для даної задачі отримано наступні результати, що показано на рис. 4.3-4.5:

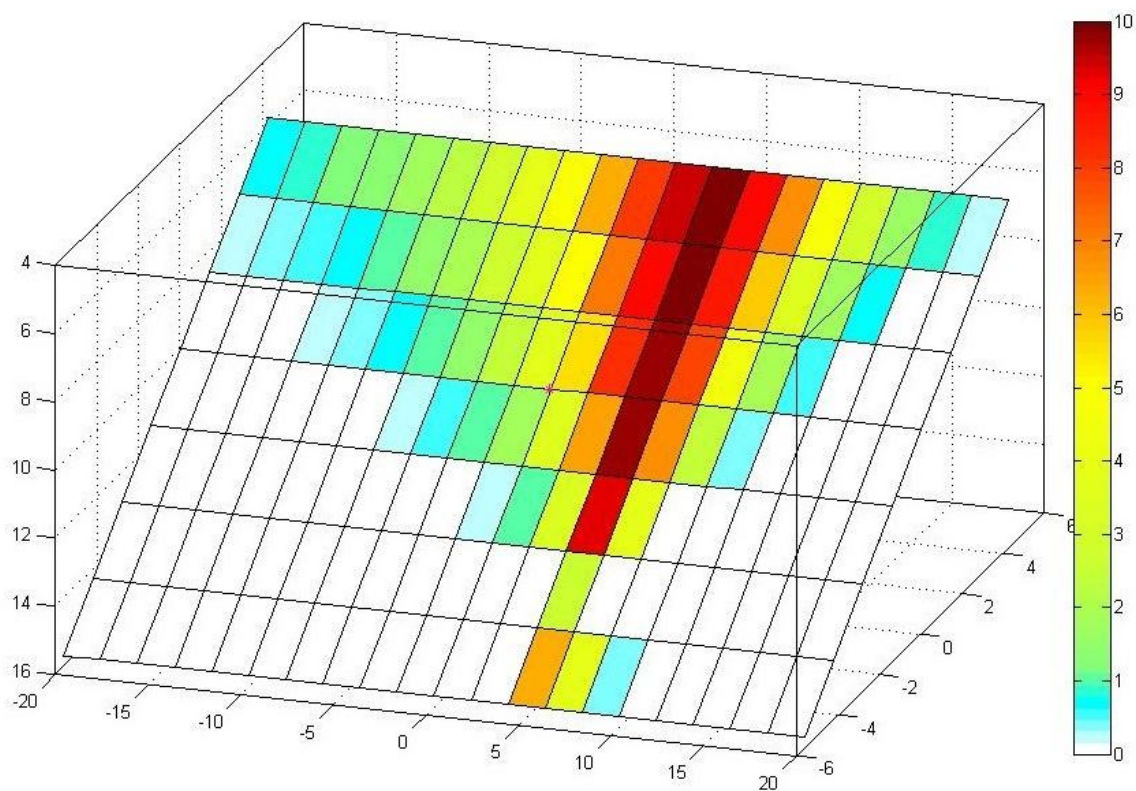


Рис.4.3 Розв'язок для задачі inv2a (SIV) за даними станції I29
(епіцентрально відстань $r=7.98$, азимут $\varphi=36^\circ$)

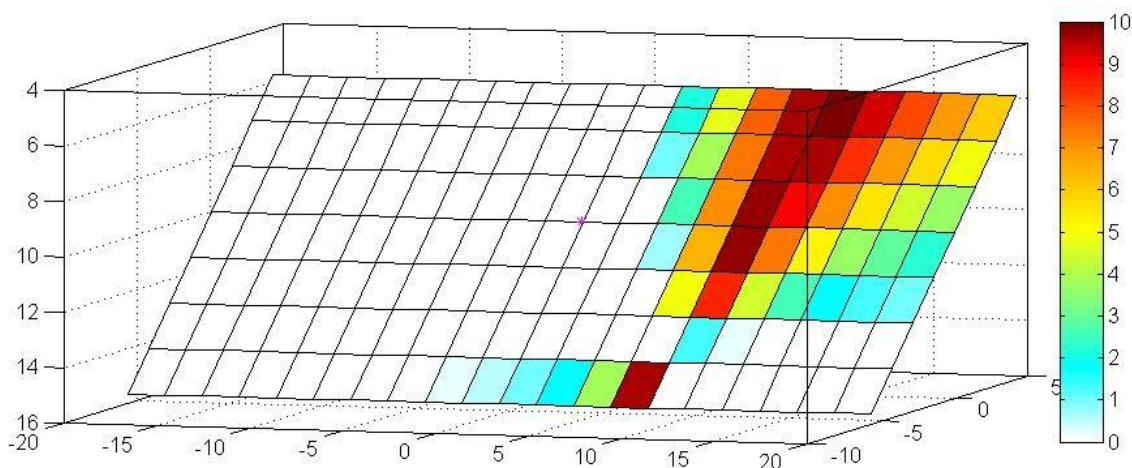


Рис.4.4 Розв'язок для задачі inv2a (SIV) за даними станції I26
(епіцентрально відстань $r=9.68$, азимут $\varphi=29^\circ$)

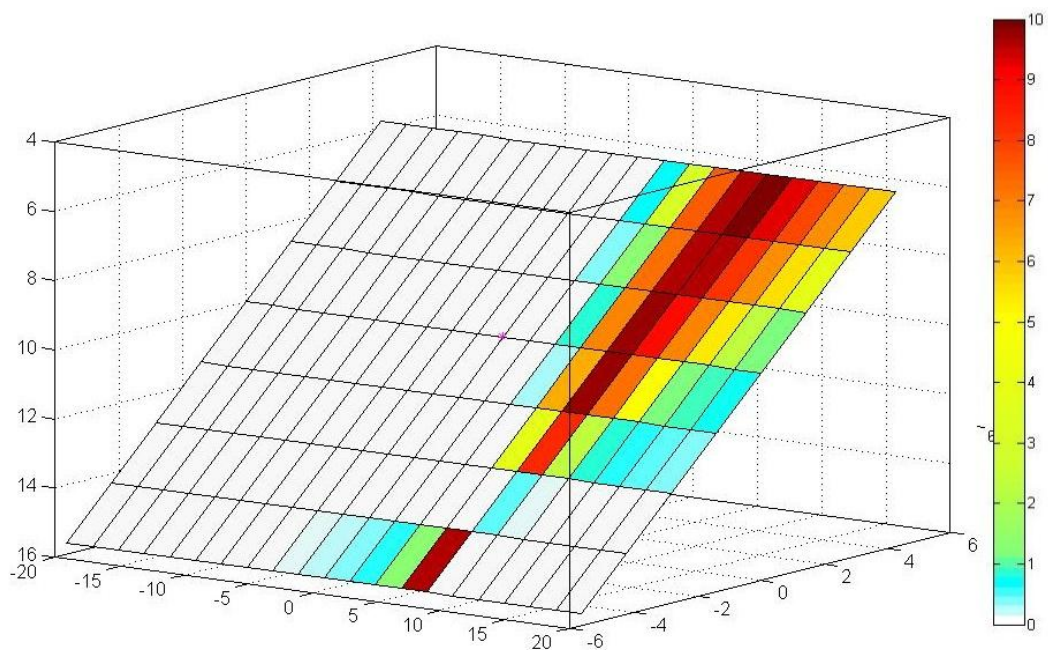


Рис.4.5 Розв'язок для задачі inv2a (SIV) за даними станції I12
(епіцентрально відстань $r=13.35$, азимут $\varphi=21^\circ$)

Отримані розв'язки для визначених посувок окремо на кожній із трьох станціях мають схожу тенденцію і, водночас, дещо відрізняються. Це можна пояснити «власним баченням» розлому кожною станцією. Про схожі відмінності згадують у своїх дослідженнях інші вчені [36, 60, 79]. Застосувавши описану методику для визначення параметрів розподіленого

джерела за даними F станцій одержимо ще один розв'язок, використовуючи наступні рівняння:

$$\mathbf{u}_F = (\tilde{\mathbf{G}}_F^* \mathbf{G}_F)^{-1} \tilde{\mathbf{G}}_F^* \mathbf{U}_{NF}^{(0)P}, \quad (4.13)$$

де \mathbf{G}_F – матриця розміру $3F \times N$, елементи якої є матрицями \mathbf{G} , визначені для N джерел для кожної станції:

$$\mathbf{G}_F = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_1 \\ \mathbf{G}_2 \\ \dots \\ \mathbf{G}_F \end{pmatrix},$$

$\mathbf{U}_{NF}^{(0)P}$ – вектор поля переміщень, отриманий за даними F станцій.

Розв'язок (4.13) мінімізується нормою

$$\left| \mathbf{U}_{NF}^{(0)P} - \mathbf{G}_F \mathbf{u}_F \right|^2$$

Задача визначення параметрів розподіленого джерела є оберненою, а отже, є не коректною. Тому для задачі inv2a проекту SIV також отримано відмінні один від одного і від заданого розв'язку (рис.4.6) розв'язки, використовуючи різні методи (рис. 4.7-4.9) [118].

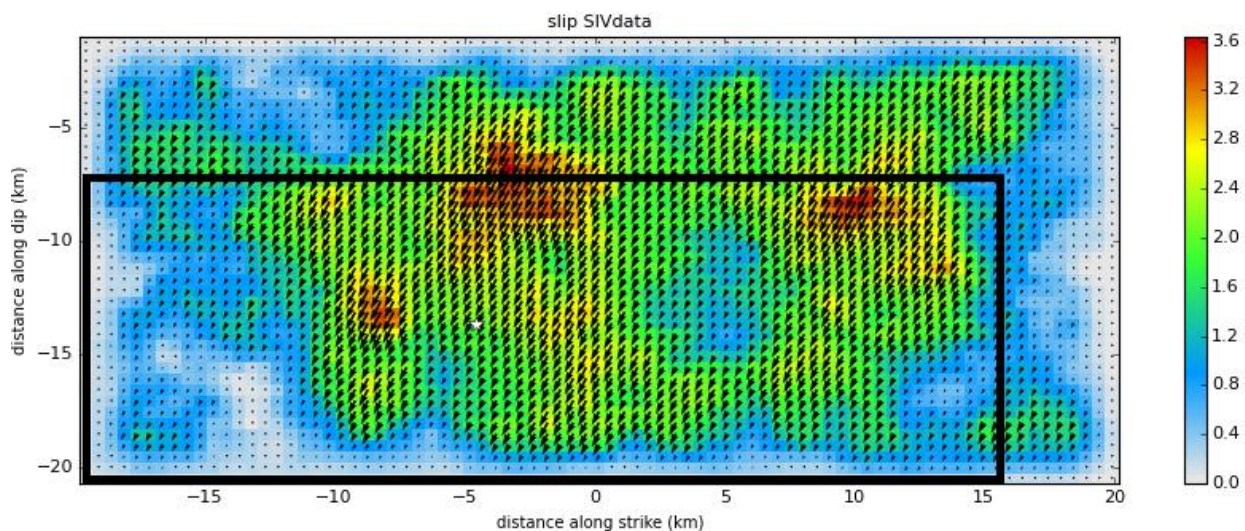


Рис. 4.6 Задана модель розв'язку для задачі inv2a (SIV) [118].

На рис.4.6 прямокутником виділена область площини розриву, для якої отримано розв'язок у даній роботі. Вибір саме такої області обумовлено визначенням параметрів розподіленого джерела в межах однорідного ізотропного шару (у нашому випадку – це третій шар).

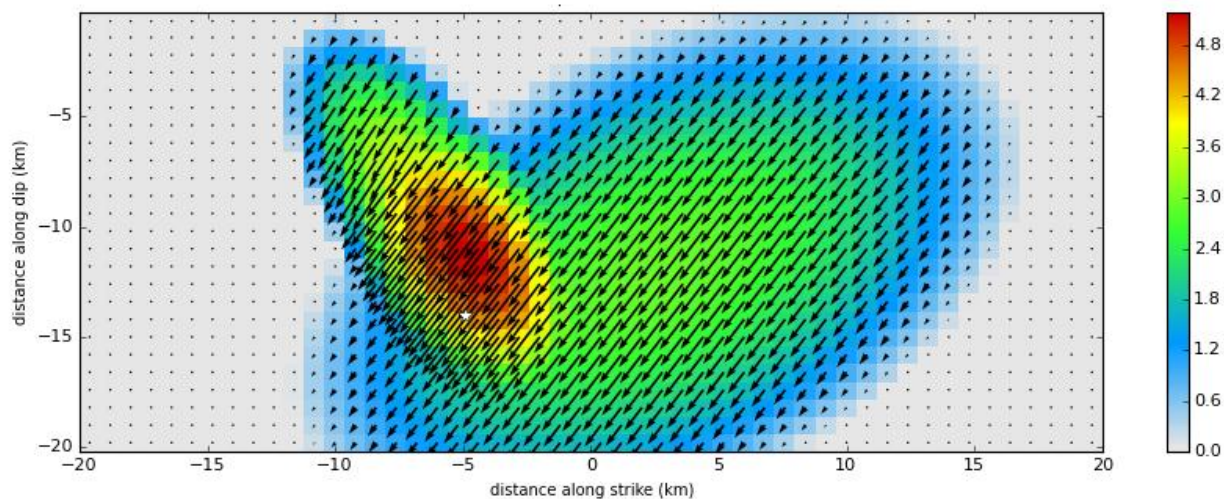


Рис. 4.7 Розв'язок для задачі inv2a (SIV), представлений С. Твардіком [118]

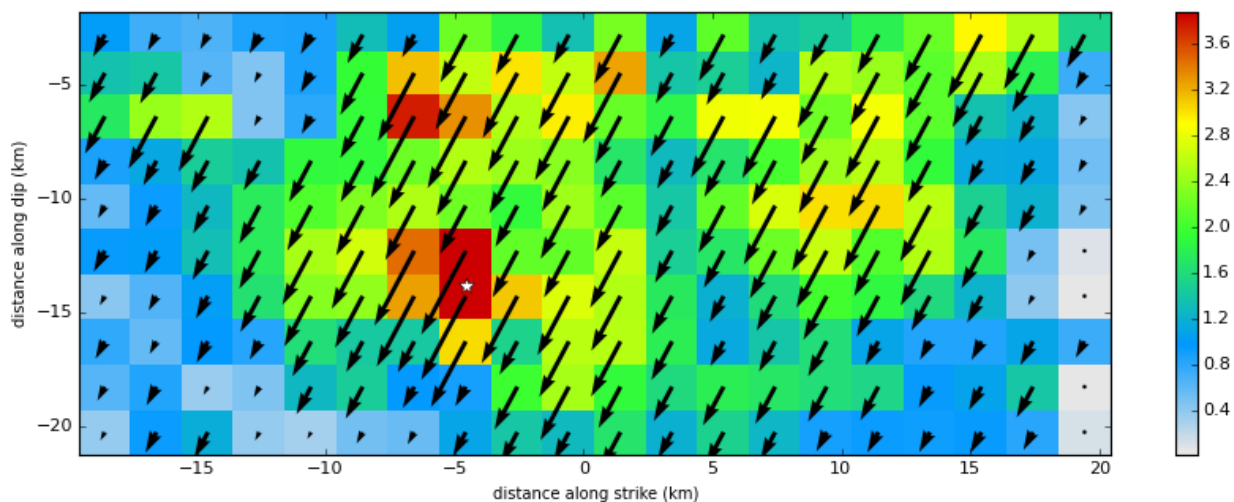


Рис. 4.8 Розв'язок для задачі inv2a (SIV), представлений К. Асано [118]

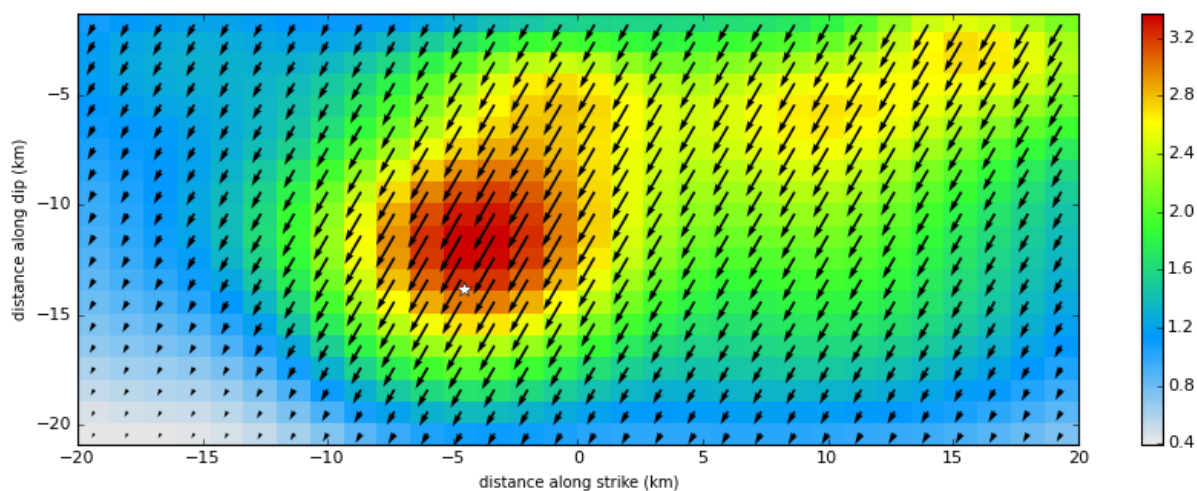


Рис. 4.9 Розв'язок для задачі inv2a (SIV), представлений Ф. Галовічем [118]

Аналізуючи розв'язки, отримані різними методами в тому числі за методом у даній роботі, зауважено схожість розміщення максимальної пошувки.

Тому єдиними чинниками, що підтверджують коректність розв'язку, є виконання умов мінімізації норм та отримання фізичних розв'язків (найбільша пошувка повинна спостерігатися в середині площини розриву). У даній роботі виконується обидві ці умови.

Отже, у четвертому розділі розглянуто розподілене джерело, як сума точкових джерел. Представлено методику визначення параметрів

розподіленого джерела. Дану методику апробовано на задачі inv2a проекту SIV, та порівняно з іншими результатами розв'язку цієї задачі, що отримані різними методами.

ВИСНОВКИ

Проведені в дисертаційній роботі дослідження дають можливість розв'язувати важливі задачі сейсмології, що полягають у створенні нових методик для визначення механізмів вогнищ землетрусів та для визначення параметрів розподіленого джерела. Основні отримані результати представлено у коротких висновках після кожного розділу та на їх основі викладено нижче остаточні висновки.

1. Показано, що застосування графічного методу та його модифікацій дозволяють визначати механізми вогнищ землетрусів у регіонах з малою сейсмічністю в тому числі в Карпатському регіоні.

2. Показано, що використання достовірних даних стосовно швидкісної моделі, епіцентрії та глибини залягання вогнища землетрусу є важливими для визначення механізму вогнища землетрусу

3. Показано, що матричний метод дає можливість розв'язати обернену задачу стосовно визначення тензора сейсмічного моменту за даними обмеженої кількості сейсмічних станцій.

4. Розв'язано низку задач з визначення механізмів вогнищ землетрусів як для подій Закарпаття, так і для інших сейсмоактивних регіонів

5. Запропоновано методику для визначення параметрів розподіленого джерела, використовуючи дані проекту SIV

6. На основі порівняльного аналізу різних методів для визначення механізму вогнища землетрусу показано, що запропоновані в роботі методи дозволяють визначати параметри джерела, що є суттєвим для сейсмічних регіонів України

Розроблені та модифіковані методики, та пакети програм, що їх реалізують, можуть бути використанні для вирішення кінематичних і динамічних задач сейсмології для сейсмоактивних регіонів України.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Визначення механізмів вогнищ землетрусів Карпатського регіону/ Д.В. Малицький, О.Д. Грицай, О.О. Муйла та ін.// Геофизический журнал.– №4, Т.36.– 2014.– С. 118 – 135.
2. Визначення механізму вогнища землетрусу в районі Альберти, Канада ($\varphi = 58.16^{\circ}\text{N}$, $\lambda = - 115.25^{\circ}\text{E}$, $M_w=3.98$)/ Д.В. Малицький, О.Д. Грицай, О.О.Обідіна, А.Ю. Павлова.//Вісник КНУ, серія Геологія – 2015.– Т.3(70) – С.30-35.
3. Вогнище землетрусу: моделювання, визначення параметрів і використання/ Д.В. Малицький, О.О. Муйла, О.Д. Грицай та ін.// Геоінформатика – 2016.– Т.1(57) – С. 66-78.
4. Гнип А.Р. Уточнення вогнищ повторних землетрусів у Закарпатті/ А.Р. Гнип. //Геодинаміка. – 2011. – № 2(11) – С. 66-68.
5. Застосування матричного методу в обернених задачах з використанням реальних записів / А.Ю. Павлова, Д.В. Малицький, О.Д. Грицай, Е.М.Козловський,// Геодинаміка. – 2013. – № 2 (15). – С. 265 – 267.
6. Исследование природы криворожского землетрясения 23 июня 2013г.: материалы наукової конференції-семінару [«Сейсмологічні та геофізичні дослідження в сейсмоактивних регіонах»]/ Д. В. Малицький., О. Д. Грицай та ін. – Львів: Сполом – 2014, С. 164-170.
7. Козловський Е.М. Розрахунок та аналіз азимутальних коефіцієнтів для Закарпатського сейсмоактивного регіону / Е. М. Козловський, Д. В. Малицький, А. Ю. Павлова // Геодинаміка. – 2013. – Т2. – С. 174–176.
8. Малицький Д.В. Визначення параметрів осередку землетрусу з використанням рекурентного підходу / Д.В.Малицький, Р.М.Пак // Геофізичний журнал. – 2003 – Т25 – №3. – С.189–195

9. Малицький Д.В. Математичне моделювання хвильових полів в шаруватих середовищах із додатковими напруженнями / Д.В. Малицький, А. Ю. Павлова, В. Ф. Чекурін // Геодинаміка. – 2011. – Т2. – С.196-198.
10. Малицький Д.В. Математичне моделювання хвильових процесів у шаруватому півпросторі з використанням матриць шостого порядку / Д.В. Малицький, О.І. Хитряк // Геоінформатика. – 2008. – Т4. – С.44–48.
11. Малицький Д.В. Матричний метод у задачах сейсмології / Д. В. Малицький, О. О. Муйла, А. Ю. Павлова // Вісник КНУ, Геологія. – 2012. – Вип. 58. – С. 25–29.
12. Малицький Д.В. Моделювання хвильових полів, збурених ефективно-точковою дислокацією / Д. В. Малицький, О. О. Муйла // Вісник КНУ ім.Тараса Шевченка. Серія геологія. – 2007 – вип.41. – С. 25–29.
13. Малицький Д.В. Основні принципи розв'язання динамічної задачі сейсмології на основі рекурентного підходу / Д.В. Малицький // Геофіз. журн. – 1998. – №5. – С.96–98.
14. Малицький Д.В. Особливості побудови механізмів вогнищ місцевих землетрусів на прикладі Берегівської події 23.11.2006р. ($\varphi=48.2^\circ$, $\lambda=22.52^\circ$, $h=12.3\text{км}$, $M_D=4.2$) / Д. В. Малицький, О. Д. Грицай, О. О. Муйла // Вісник КНУ, Геологія. – 2013. – Вип. 1(60). – С. 37-42
15. Малицький Д.В. Про деякі параметри тензора напружень для сейсмічних подій Карпатського регіону: матеріали наукової конференції-семінару [«Сейсмологічні та геофізичні дослідження в сейсмоактивних регіонах»]/ Д. В. Малицький., О. Д. Грицай – Львів: Сполом – 2014.– С. 162-163.

16. Малицький Д.В. Про джерело сейсмічних хвиль / Д.В. Малицький // Геофізичний журнал. – 2005 – Т27, №2. – С.304–308.
17. Малицький Д.В. Про застосування матричного методу і його модифікацій для дослідження поширення сейсмічних хвиль у шаруватому середовищі / Д. В. Малицький, О. О. Муйла // Теоретичні та прикладні аспекти геоінформатики. – К. –2007. – С. 124–136.
18. Малицький Д.В. Пряма та обернена задачі сейсмології тонкошаруватих середовищ / Д.В.Малицький // Праці наукового товариства ім.Шевченка. – 2002 – ТVІІІ. – С.110–116.
19. Малицький Д.В. Рекурентний метод розв'язання динамічних задач сейсміки для середовища з нерегулярними поверхнями / Д. В. Малицький // Геодинаміка. – 2000 – Вип. 1(3). – С.104–108.
20. Молотков Л.А. Исследование распространения волн в пористых и трещиноватых средах на основе эффективных моделей Био и слоистых сред / Л.А. Молотков// Наука.– 2001. – 348 с.
21. Молотков Л.А. Матричный метод в теории распространения волн в слоистых упругих и жидких средах / Л. А. Молотков – Ленинград: Наука,– 1984. – 204 с.
22. Молотков Л.А. О коэффициентах отражения и преломления в случае упруго-жидких слоистых систем / Л.А. Молотков // Записки научных семинаров ЛОМИ. – 1976. – 61. – С. 154–167.
23. Определение та інтерпретація механізмів источников землетрясений Карпатского региона графическим методом / Д.В.Малицкий, О.Д. Грицай, О.И.Кутнив та ін.// Современная тектонофизика. Методы и результаты, 13-18 октября 2013.: материалы докладов. – М., 2013. – Т. 1. – С. 67 – 76

24. Особливості визначення механізмів вогнищ землетрусів графічним методом у районі Середземномор'я/ Д.В. Малицький, О.Д. Грицай, О.О. Муйла та ін. //Геоінформатика. – 2015.–Т.4(56). – С. 43-51.
25. Павлова А. Распространение волн в анизотропных средах. Определение механизма землетрясения / А. Павлова // Современная тектонофизика. Методы и результаты, 13-18 октября 2013.: материалы докладов. – М., 2013. – Т. 1. – С. 254-263.
26. Пак Р.М. Математическое моделирование динамических задач сейсмологии в неоднородных средах с использованием матричного метода и его модификаций / Р. М. Пак, О. И. Хытряк, Д.В. Малицкий // Современная тектонофизика. Методы и результаты. – М.: ИФЗ – 2009. – С.152–155.
27. Порівняльний аналіз повторних землетрусів в Закарпатті 06.01.2012р. і 10.01.2012р./ Д.В. Малицький, О.Д. Грицай, О.О. Муйла та ін.// Геодинаміка–2013.– № 2 (15). – С. 225 – 227.
28. Пустовитенко Б. Г. Спектральные и очаговые параметры землетрясений Крыма./ Б. Г. Пустовитенко, Т.А. Пантелеева //Киев: Наукова думка.– 1990.– 252 с.
29. Розподілене джерело: результати моделювання та перспективи використання для задач сейсмології/ Д.В. Малицький, О.О. Муйла, О.Д. Грицай та ін.// Вісник КНУ, серія Геологія – 2015.–Т. 2(69) – С. 96-101.
30. Сафонов А. В. Апробация вычислительной программы КОМЕС для определения фокальных механизмов землетрясений Курило–Охотского и Сахалинского регионов/ А. В. Сафонов, А. В. Коновалов // Техноокеанская геология – 2013. – Т. 32, №3 – С. 102–117.

31. Сейсмологический бюллетень Украины за 2006 год. (Ред. Пустовитенко Б.Г). Севастополь: НПЦ «Экоси-Гидрофизика».– 2008.– 295с.
32. Сейсмологический бюллетень Украины за 2008 год. (Ред. Пустовитенко Б.Г). Севастополь: НПЦ «Экоси-Гидрофизика», – 2008.– 295с.
33. Харитонов О.М. Застосування променевого методу для розрахунку теоретичних сейсмограм відбитих хвиль / О. М. Харитонов– Доп. АН УРСР. Сер. Б. – 1972. – №4. – С. 351–356.
34. Чекунов А.В. Глубинное строение земной коры и некоторые особенности тектоники Закарпатского прогиба./ А.В.Чекунов, Л.П. Ливанова, В.С. Гейко// Сов. Геология.– 1969.– С. 57-69.
35. Червени В. Расчет синтетических сейсмограмм для одномерных и двумерных сред. Численные методы в сейсмических исследованиях / Червени В. – Новосибирск, 1983. – С.41–53.
36. A crustal–upper mantle model for southeastern Sicily (Italy) from the integration of petrologic and geophysical data / F. C. Manuella, A. Brancato, S. Carbone, S. Gresta // Journal of Geodynamics – 2013. – Vol. 66. – P. 92–102.
37. A program for focal mechanism determination by combined use of polarity and SV-P amplitude ratio data/ J. A. Snoke., J. W. Munsey, A. G. Teague, and G. A. Bollinger // Earthquake Notes.– 1984.–Vol. 55.– p. 15.
38. Adamova P. Problematic non-double-couple mechanism of the 2002 Amfilochia Mw5 earthquake, Western Greece./ P. Adamova., E. Sokos, J. Zahradnik// Journal of Seismology.– 2009. – No.1.– P. 1–12.

39. Aki K. Further study of the mechanism of circum-Pacific earthquakes from Rayleigh waves./ K. Aki// Journal of Geophysical Research Issue.– 12 December 1960 .– Vol.65.– P. 4165–4172
40. Aki K. Quantitative Seismology, 2nd edn. / K. Aki, P.G. Richards – Sausalito, California: University Science books, 2002. – 520 p.
41. Asano K. Estimation of source rupture process and strong ground motion simulation of the 2002 Denali, Alaska, earthquake./ K. Asano, T. Iwata, K. Irikura// Bull. Seismol. Soc. Am.–2005.–Vol. 95.–P. 1701–1715.
42. Bayesian imaging of the 2000 Western Tottori (Japan) earthquake through fitting of strong motion and GPS data./ D. Monelli, P. M. Mai, S. Jónsson, D. Giardini// Geophys. J. Int.–2009.–Vol. 176.–P.135–150, doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03943.x.
43. Beresnev I.A. Modeling finite fault radiation from the ω on spectrum./ I.A. Beresnev, G.M. Atkinson. // Bull. Seism. Soc. Am.–Vol. 87, no. 1,–P. 67–84.
44. Bock G. Source parameters and moment-tensor solutions. - In: Bormann, P. (Ed.),: New Manual of Seismological Observatory Practice 2 (NMSOP-2), Potsdam: Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ.– 2012. – P.1—14. DOI: http://doi.org/10.2312/GFZ.NMSOP-2_IS_3.8
45. Bormann P. New Manual of Seismological Observatory Practice / P. Bormann. – Potsdam: Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ, 2009.
46. Bouchon M. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media./ M. Bouchon// Bull. Seismol. Soc. Am., 71, –1981.– P. 959–971.
47. Bowers D. Defining the scalar moment of a seismic source with a general moment tensor/D. Bowers, J. A. Hudson// Bulletin of the Seismological

- Society of America October 1999. – Vol. 89, No. 5. – P. 1390-1394.
48. Bürgmann R. Slip along the Hayward fault, California, estimated from space-based synthetic aperture radar interferometry/ R. Bürgmann, E. Fielding, J. Sukhatme// *Geology*, –1998.–Vol. 26.–P. 559-562.
 49. Chapman C. H. Exact and approximate generalized ray theory in vertically inhomogeneous media / C. H. Chapman // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* – 1976. – Vol. 46. – P. 201–233.
 50. Chiarabba C. Minimum 1D velocity models in Central and Southern Italy: a contribution to better constrain hypocentral determinations / C. Chiarabba, Frepoli A. // *Annali Di Geofisica* – 1997. – Vol. 40, N. 4 – P. 937–954.
 51. Cronin V. A draft primer on focal mechanism solutions for geologists/ V. Cronin// *Baylor University*. –2004. – P. 1-14.
 52. Crustal velocity and strain-rate fields in Italy and surrounding regions: new results from the analysis of permanent and non-permanent GPS networks / E. Serpelloni, [etc.] // *Geophys. J. Int.* – 2005. – Vol. 161. – P. 861–880. – DOI: 10.1111/j.1365-246X.2005.02618.x
 53. D’Amico S. Source parameters related to a small earthquake swarm offshore of Malta (Central Mediterranean) / S. D’Amico // *Development in Earth Science* – 2014. – Vol. 2. – P. 8–13.
 54. Dahm T. Moment tensor inversion and moment tensor interpretation./T. Dahm, F. Krüger. - In: Bormann, P. (Ed.): *New Manual of Seismological Observatory Practice 2* (NMSOP-2). – Potsdam: *Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ*. – 2014. – P. 1—37.
 55. Determining the focal mechanism of an earthquake in the Transcarpathian region of Ukraine / D. Malytskyy, O. Muyla, A. Pavlova, O. Hrytsai // *Visnyk KNU, Geology*. – 2013. – vol.4(63) .– P. 38-44

56. Dreger D. S. Empirical Green's function study of the January 17,1994 Northridge, California earthquake/ D. S. Dreger// Geophys. Res. Lett.–1994.–Vol.21.–P. 2633–2636.
57. Ebel J.E. Moment Tensor Inversion of Small Earthquakes in Southwestern Germany for the Fault Plane Solution/ J.E. Ebel, K.P Bonjer// Geophysical Journal International. – 1990. – Vol. 101.– P. 133-146.
58. Fault slip distribution of the 1999 Mw 7.1 Hector Mine, California, earthquake,estimated from satellite radar and GPS measurements./S. Jónsson, H. Zebker, P. Segall, F. Amelung// Bull. Seismol.Soc. Am.–2002.–Vol. 92.–P.1377–1389.
59. Gallovič F. A New Strategy to Compare Inverted Rupture Models Exploiting the Eigenstructure of the Inverse Problem/ F. Gallovič, J. Ampuero // Seismological Research Letters. – 2015. – Vol. 86 (6). – P. 1679-1689.
60. Gallovic F. The k–2 rupture model parametric study: example of the 1999 athens earthquake/ F. Gallovic, J. Brokesova //Stud. Geophys. Geod.–2004.–Vol. 48.–P. 589–613.
61. Hardebeck J.L. A New Method for Determining First-Motion Focal Mechanisms / J.L. Hardebeck and P.M. Shearer// Bulletin of the Seismological Society of America – August 2002. – Vol. 92, No. 6. – P. 2264–2276.
62. Hartzell S. H. The 1994 Northridge, California, earthquake: investigation of rupture velocity, rise time, and high-frequency radiation/ S. H. Hartzell, P. Liu, C. Mendoza// J. Geophys. Res., –Vol.101.–1996.– P. 20091-20108.
63. High-resolution backprojection at regional distance: Application to the Haiti M7.0 earthquake and comparisons with finite source studies/ L. Meng, J. P. Ampuero, A. Sladen, H. Rendon// Journal of geophysical research,–2012.–

Vol. 117, B04313, doi:10.1029/2011JB008702, 2012

64. Hodgson J. H. Nature of faulting in large earthquakes / J. H. Hodgson // Bull. Geol. Soc. Am. – 1957. – Vol. 68. – P. 611–644.
65. Honda H. Earthquake mechanism and seismic waves / H. Honda // J. Phys. Earth. – 1962. – Vol. 10. – P. 1–98.
66. Honda H. The mechanism of the earthquakes / H. Honda // Sci. Rep. Thoku Univ., Geophysics. – 1957. – Vol. 9. – P. 1–46.
67. Hungarian Earthquake Bulletin 2006./ Toth L. [etc.]. GeoRisk MTA GGKI.– Budapest.– 2007.– 80 p.
68. International Seismological Centre. On-Line Bulletin.[Electronic resource]: Available at: <http://www.isc.ac.uk/iscbulletin/>
69. Isolated cases of remote dynamic triggering in Canada detected using cataloged earthquakes combined with a matched-filter approach.[electronic resource] Available at: <http://www.inducedseismicity.ca/wpcontent/uploads/2015/01/AGU-CGU-presentation.compressed.pdf>
70. Joint inversion of near- and far-field waveform and geodetic data for the rupture process of the 1995 Kobe earthquake./ S.Yoshida, K. Koketsu, B. Shibazaki,[etc.] //J. Phys.Earth.– 1996.–Vol. 44, No. 5.–P. 437–454.
71. Kasahara K. Earthquake mechanism / K. Kasahara // Cambridge: Cambridge University Press. – 1981.– 248pp.
72. Käser. M. An arbitrary high order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes, I: The two-dimensional isotropic case with external source terms/ M. Käser, M. Dumbser// Geophys.J. Int.–2006.–Vol. 166.–P. 855–877.

73. Kennett B.L.N. Seismic wave propagation in stratified media / B.L.N. Kennett. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1983. – 242 p.
74. Kikuchi M. Inversion of complex body waves – III./ M Kikuchi., H. Kanamori //Bull. Seismol. Soc. Am., 81.– 1991. – P. 2335 – 2350.
75. Kikuchi M. Inversion of complex body waves. /M. Kikuchi, H. Kanamori// Bull. Seismol. Soc. Am.,Vol. 72.–1982.–P 491-506.
76. Knopoff L. First motion from seismic sources / L. Knopoff , F. Gilbert // Bull. Geol. Soc. Am. – 1960. – Vol. 50. – P. 117-134.
77. Lay T. Modern Global Seismology / T. Lay, T. C. Wallace – San Diego: Academic Press, 1995. – 521pp.
78. Liu P.C. A new nonlinear finite fault inversion with three-dimensional Green's functions: application to the 1989 Loma Prieta, California, earthquake./ P. C. Liu, R. J. Archuleta// J. Geophys. Res.–Vol. 109, B02318.–2004.
79. Mai P. M. Source-scaling properties from finite-fault rupture models/ P. M. Mai, G. C. Beroza// Bull. Seismol. Soc. Am.–2000.–Vol. 90.–P. 604–615.
80. Mai P. M. A spatial random-field model to characterize complexity in earthquake slip/ P. M. Mai, G. C. Beroza// J. Geophys. Res.–2002.–Vol. 107, doi:10.1029/2001JB000588.
81. Mendoza. C. Inversion for slip distribution using GDSN P waves: North Palm Springs, Borah Peak, and Michoacan earthquakes./ C. Mendoza, S. H. Hartzell// Bull. Seismol. Soc. Am. 78.–1988.–P. 1092-1111.
82. Mohamed A. Source parameters and moment tensor of the ML 4.6 earthquake of November 19, 2011, southwest Sharm El-Sheikh, Egypt / G.-E. A. Mohamed, K. Omar // NRIAG Journal of Astronomy and

Geophysics.— Vol. 3, Issue 1.— June 2014.— P. 27–36.

83. Moment tensor inversion of wave forms/ D. Malytskyy, O. Muyla, O. Hrytsai, etc. //Visnyk KNU, Geology. – 2015. –Vol.1(68) .– P. 80-86.
84. Monelli D. Bayesian inference of kinematic earthquake rupture parameters through fitting of strong motion data./ D. Monelli, P. M. Mai// Geophys.J. Int. 173, No. 1.–2008.–P. 220–232.
85. Müller G. The reflectivity method: a tutorial / G. Müller // Geophys. J. – 1985. – № 58. – P. 153–174.
86. Müller G. Theoretical seismograms for some types of point sources in layered media. Part 1. Theory. Part 2. Numerical calculations. / G. Müller // Z. Geophys. – 1968. – Vol. 34. – P. 15–35, 147–162.
87. Nakamura A. (1999). Joint focal mechanism determination with source–region station corrections using short-period body-wave amplitude data/ A. Nakamura , S. Horiuchi, A. Hasegawa// Bull. Seism. Soc. Am. 89. – 1999.– No. 2.–P. 373–383.
88. Natale G. D. A probability method for local earthquake focal mechanisms/ G. D.Natale, A. Ferraro, J. Virieux// Geophys. Res. Lett.–1991.–Vol.18, No. 4. – P. 613–616.
89. Oglesby D.D. Fault Geometry, rupture dynamics, and ground motion from potential earthquakes on the North Anatolian Fault Zone under the Sea of Marmara/ D.D Oglesby ., P.M. Mai// Geophys. J. Int.– 2012.
90. Olson A. H. Finite fault and inversion theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake./ A. H. Olson, R. Apsel// Bull. Seismol. Soc Am.,Vol. 72.– 1982.
91. On determination of earthquake mechanism /L.M. Balakina, E.F. Savarensky, A.V. Vvedenskaya etc.// Physics and Chemistry of the Earth. –

Vol.4. – 1961.– P. 211-238.

92. Pavlova A. Determining the focal mechanisms of the events in the Carpathian region of Ukraine/ A. Pavlova, O. Hrytsai, D. Malyskyy // Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems. – 2014. – Vol. 3. – P. 229–239.
93. Pavlova A. Ways of Determining the Focal Mechanisms in the Carpathian Region of Ukraine / A. Pavlova, O. Hrytsai, D. Malyskyy // Journal of Earth Science and Engineering. – 2014. – Vol. 4. - № 1. – P. 54-71.
94. Propagation of a lithospheric tear fault (STEP) through the western boundary of the Calabrian accretionary wedge offshore eastern Sicily (Southern Italy) / F. Gallais, D. Graindorge, M.-A. Gutscher, D. Klaeschen // Tectonophysics. – 2013. – Vol. 602. – P. 141–152. – DOI:10.1016/j.tecto.2012.12.026 (accessed 10.02.2015)
95. Saint Louis University Earthquake Center [web resource]. Available at: http://www.eas.slu.edu/eqc/eqc_mt/MECH.IT/20131229170843/index.html
96. Santoyo M.A. Finite fault analysis and near-field dynamic strain and rotation estimates due to the 11/05/2011 (Mw5.2) Lorca earthquake, south-eastern Spain /M.A. Santoyo //Bulletin of Earthquake Engineering October 2014.– Vol. 12,– Issue 5, P. 1855–1870.
97. Scheidegger A. E. Statistical Analysis of Recent Fault-Plane Solutions of Earthquakes./ A. E. Scheidegger// Bull. Seism. Soc. Am.– 1959. – Vol. 49.– P. 337–347.
98. Schmidt D. Finite fault inversion of the loma prieta earthquake incorporating complex structure/ D. Schmidt, D. Dreger// Berkeley Seismological Laboratory 2000–2001 Annual Report[Electronic resource], mode of access:

https://seismo.berkeley.edu/annual_report/ar00_01/node26.html

99. Shearer P.M. Introduction to Seismology / P. M. Shearer – New York: Cambridge University Press, 1999. – 260pp.
100. Sokos E. ISOLA a Fortran code and a Matlab GUI to perform multiple-point source inversion of seismic data/ E. Sokos, J. Zahradník // Computers and Geosciences, Vol. 34.–2008.– P. 967–977.
101. Spectral-element moment tensor inversions for earthquakes in southern California/ Q. Liu, J. Polet, D. Komatitsch, J. Tromp// Bull. Seism. Soc. Am. – 2004. – Vol. 94, No. 5. – P. 1748–1761.
102. Stability and Uncertainty of Finite-Fault Slip Inversions: Application to the 2004 Parkfield, California, Earthquake./ Stephen Hartzell [etc.]// Bulletin of the Seismological Society of America,– Vol. 97, No. 6.– P.1911–1934, December 2007, doi: 10.1785/0120070080.
103. Standards for documenting finite-fault earthquake rupture models/ P. M. Mai, P. Shearer, J.P. Ampuero, Th. Lay// Seismol. Res. Lett.–2016.–Vol. 87, No. 3, doi: 10.1785/0220150204.
104. Stein S. An introduction to Seismology Earthquakes and Earth Structure / S. Stein, M. Wysession – Malden: Blackwell, 2003. – 498 pp.
105. Stich D. Moment tensor inversion for Iberia–Maghreb earthquakes 2005–2008 / D. Stich , R. Martín, J. Morales //Tectonophysics.–2010.–Vol. 483.– P. 390–398.
106. Süle B. Source parameters and scaling relations for small earthquakes in the Pannonian basin./B. Süle, Z. Wéber//European Geosciences Union General Assembly 2014, 27 April - 02 May, 2014 ...
107. Tan Y. A new method for determining small earthquake source parameters using short-period P waves / Y. Tan, Helmberger D.// Bulletin of the

- Seismological Society of America. – Vol. 97, No. 4. – 2007. – P. 1176–1195.
108. The Earthquake-Source Inversion Validation (SIV) Project/ P. Martin Mai, Danijel Schorlemmer, Morgan Page, etc. // Seismological Research Letters.– Vol. 87, No.3.– May/June 2016.– doi: 10.1785/0220150231.
109. Time and space distribution of coseismic slip of the 2011 Tohoku earthquake as inferred from tsunami waveform data./ K. Satake, Y. Fujii, T. Harada, Y. Namegaya // Bull. Seismol. Soc. Am.–2013.–Vol. 103.– P.1473–1492.
110. Trifunac M. D. Parkfield, California, earthquake of June 27, 1966: a three-dimensional moving dislocation model./ M. D. Trifunac, F. E. Udawadia// Bull. Seismol. Soc. Am., Vol. 64.–1974.–P. 511-533.
111. Two-ship deep seismic soundings in the basins of the Eastern Mediterranean Sea (Pasiphae cruise) / B. de Voogd [etc.] // Geophys. J. Int. – 1992. – Vol. 109. – P. 536–552.
112. Wald D. J. Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions, II. Combining seismic and geodetic data./ D. J. Wald, R. W. Graves// J. Geophys. Res.–2001.– Vol.106.–P. 8767– 8788.
113. Walking along a crustal profile across the Sicily fold and thrust belt / R. Catalano etc. // AAPG International Conference & Exhibition – Milan 2011. Geol.F.Trips. – 2013. – Vol. 5, No. 2.3 – 213 pp. – DOI:10.3301/GFT.2013.05 (accessed 10.02.2015).
114. Yalcinkaya E. Stochastic finite-fault modeling of ground motions from the June 27, 1998 Adana-Ceyhan earthquake Earth/E. Yalcinkaya// Planets and Space February.– 2005.– Vol. 57, Issue 2,–P. 107–115.

115. Zahradník J. Detailed waveform inversion for moment tensors of $M \sim 4$ events; examples from the Corinth Gulf, Greece/ J. Zahradník, J. Janský, V. Plicka// Bull. Seism. Soc. Am., 98.–2008. – P. 2756 – 2771.
116. Zhu L. Advancement in source estimation techniques using broadband regional seismograms/ L. Zhu, D. V. Helmberger// Bull. Seism. Soc. Am. – 1996. –Vol. 86. – P. 1634–1641.
117. Zhu L. A note on the dynamic and static displacements from a point source in multilayered media/ L. Zhu, L. A. Rivera// Geophys. J. Int.–2002.–Vol. 148.–P. 619–627.
118. [Electronic resource], mode of access:
http://equake-rc.info/sivdb/sivtools/list_solutions_for_benchmark/inv2a/
119. [Electronic resource], mode of access:
http://www.eas.slu.edu/eqc/eqc_mt/MECH.EU/20070812074705.eudat/index.htm
- 120 [Electronic resource], mode of access:
http://grinikkos.com/view_post.php?id=153

АНОТАЦІЯ

Грицай О. Д. Визначення механізмів вогнищ місцевих землетрусів на основі кінематичних і динамічних підходів. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 04.00.22 – геофізика. – Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна, Київ, 2016.

Дисертаційна робота присвячена визначенню механізмів вогнищ землетрусів на основі комплексу кінематичних і динамічних підходів. Кінематичний підхід реалізовано у вигляді т.зв. модифікованого графічного методу, у якому окрім полярностей перших вступів Р-хвиль, враховуються також і нечіткі вступи та логарифми співвідношення амплітуд вступів S-хвиль та Р-хвиль. Розглянуто особливості застосування цього методу для визначення механізмів вогнищ слабких землетрусів у різних сейсмоактивних регіонах.

Динамічний підхід полягає в оберненні хвильових форм перших вступів Р-хвиль з метою визначення компонент тензора сейсмічного моменту. Повне хвильове поле, збуджене джерелом на вільній поверхні горизонтально-шаруватого півпростору, усі характеристики якого заздалегідь відомі, обчислюється при цьому з використанням матричного методу. Розроблений у роботі метод обернення хвильових форм доповнено процедурою перетворення координат, яка дозволяє порівнювати розв'язки механізму вогнища, отримані за даними різних станцій, і визначати таким чином механізм з використанням невеликої кількості станцій.

Запропоновано метод визначення параметрів розподіленого джерела, яке моделюється як сукупність точкових джерел, розташованих на площині розриву, орієнтація якої визначається за допомогою графічного методу, або методу обернення хвильових форм.

Запропоновані методи реалізовано у вигляді пакетів прикладних програм та апробовано на тестових та реальних прикладах. Зроблено порівняльний аналіз методів, запропонованих для визначення точкових механізмів та параметрів розподіленого джерела.

Ключові слова: вогнище землетрусу, точкове джерело, механізм вогнища, площина розриву, тензор сейсмічного моменту, розподілене джерело.

SUMMARY

Hrytsay O. Determining of focal mechanisms of local earthquakes based on kinematic and dynamic approaches. – Manuscript.

The thesis for a Ph.D. degree in physical and mathematical sciences, speciality 04.00.22 – geophysics. – Subbotin Institute of Geophysics, Kyiv, 2016.

In the thesis, the focal mechanisms of earthquakes are determined based on a complex of kinematic and dynamic approaches. The kinematic approach consists in using of a so called modified graphic method where in addition to polarities of first arrivals of P-waves information on fuzzy arrivals and logarithm of amplitude ratio of S- and P-waves also is accounted for. The difficulties are analyzed of using the method for determination of mechanisms of small earthquakes in different seismically active regions.

The dynamic approach consists in inversion of waveforms of first arrivals of P-waves for components of seismic moment tensor. The full wave field generated by source on the free surface of horizontally uniform layered medium, parameters of which are known in advance, is calculated using the matrix method. A method developed in the thesis for the inversion of waveforms is supplemented with a procedure for transformation of coordinates enabling a correct comparing of source mechanisms determined from data of different stations, and determination, in such a way, of mechanism based on a small number of stations.

A method also is proposed for the determination of parameters of extended source, modeled as a number of point sources distributed over a surface of rupture plane, whose orientation is determined using the graphic method or the method for the inversion of waveforms.

Based on the methods developed in the thesis applied programs have been designed and tested using the synthetic and real data. A comparative analysis has been conducted between different methods developed for determination of point source mechanisms and parameters of extended source.

Key words: earthquake source, point source, source mechanism, rupture plane, seismic moment tensor, extended source.