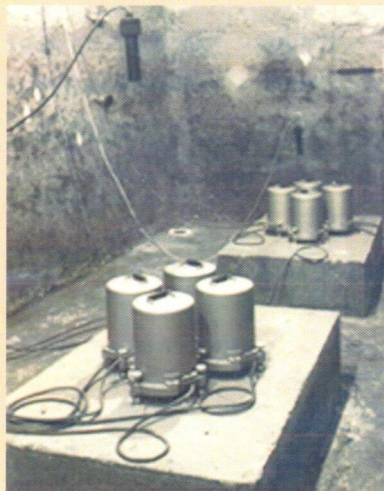
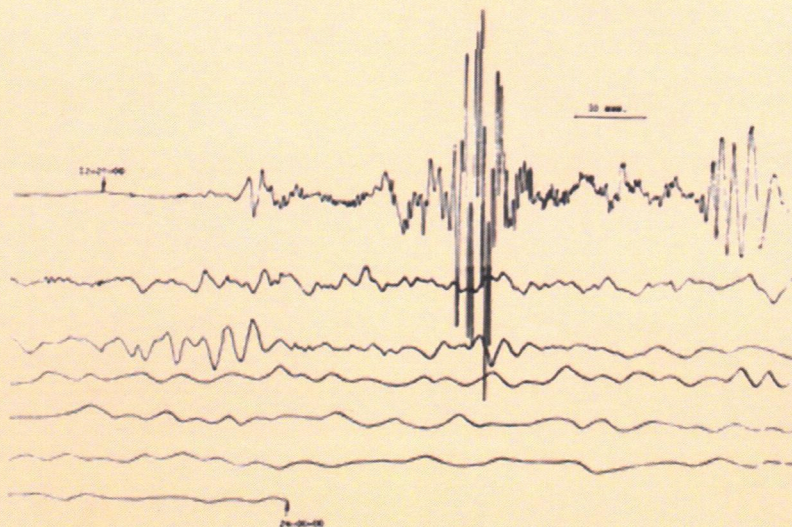


Карло Захарьевич Картвелишвили

Давид Карлович Картвелишвили



Исследование неприливных
деформационных процессов Земли
по наблюдениям в Тбилиси



**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРИЛИВНЫХ
ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ
ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ТБИЛИСИ**

Тбилисский государственный университет им. Иванэ Джавахишвили

Институт геофизики им. Михаила Нодиа

Карло Захарьевич Картвелишвили

Давид Карлович Картвелишвили

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРИЛИВНЫХ
ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ
ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ТБИЛИСИ**



**საქართველოს
აкадеმიის
გამომცემლობა**

В монографии анализируются результаты наблюдений за приливными явлениями, которые были проведены в Тбилиси в лаборатории приливных деформаций Земли Института геофизики АН Грузии.

Наблюдения проводились современными высокочувствительными гравиметрами, наклономерами и экстензомерами. Для обработки использовались современные методы анализа с применением ЭВМ.

Описывается комбинированная схема выделения приливных волн из сложной кривой, использующая конечные разности и усреднение ординат за пробный период.

Получены упругие приливные константы, характеризующие упругие свойства Земли.

На основе ЭВМ ЕС-1061 создан пакет программ для каталогизирования и обработки экспериментального материала. Создан банк данных, вмещающий в себя информацию о всех сильных ($M > 4$) землетрясениях, происшедших в Закавказье, начиная с 1967 года, а также данные о скачкообразных наклонах, деформациях и изменениях силы тяжести, вызванных этими землетрясениями, полученных в вышеупомянутой лаборатории в Тбилиси.

Результаты исследований дополняют сведения о деформационных процессах, протекающих в земной коре и могут быть использованы для углубления представления о механизме землетрясений. Методические выводы могут быть учтены при организации новых наблюдений за деформационными процессами в земной коре.

Редактор док. физ.-мат. наук, проф.
В. Г. Абашидзе

Рецензент акад. доктор, проф.
Дж. К. Кириа

Авторы глубоко благодарят акад. доктора М. М. Николайшвили и руководителя научно – издательской группы Л. К. Дараквелидзе за оказанную помощь в подготовке монографии.

© Издательство Тбилисского государственного университета
им. Ив. Джавахишвили, 2018

ISBN 978-9941-13-686-3

*Монография посвящается светлой памяти
нашего учителя, академика АН Грузии*
Бенедикта
Константиновича Балавадзе

Содержание

Введение	9
ГЛАВА 1	
МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ. ХАРАКТЕРИСТИКА ПЕРВИЧНЫХ ДАННЫХ	11
1.1. Состояние вопроса	11
1.2. Теория дислокации и ее приложения в геофизике	15
1.3. Геологическая характеристика района наблюдений, аппаратура, методика наблюдений	24
ГЛАВА 2	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕОРИИ ДИСЛОКАЦИИ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, СВЯЗЫВАЮЩИЕ ОСТАТОЧНЫЕ ПОЛЯ СМЕЩЕНИЙ, ДЕФОРМАЦИЙ И НАКЛОНОВ С ПАРАМЕТРАМИ ОЧАГА	29
2.1. Остаточное поле смещений при сильных землетрясениях	30
2.2. Поля деформаций и наклонов. Резкие изменения деформаций и наклонов при сильных землетрясениях	34
ГЛАВА 3	
ОСТАТОЧНЫЕ НАКЛОНЫ И ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ ПРИ НЕКОТОРЫХ БЛИЗКИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ	36
3.1. Предварительные замечания	36
3.2. Наблюдения внезапных изменений на записях наклономеров во время сильных землетрясений	38
3.3. Скачкообразные наклоны и деформации поверхности Земли в Тбилиси, вызванные Параванским (13.5.1986) и Спитакским (7.12.1988) землетрясениями	43
ГЛАВА 4	
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ	49
4.1. Деформационная энергия земной коры, высвобождаемая при сильных землетрясениях	49
4.2. Остаточные изменения нуля приливорегистрирующего гравиметра при сильных землетрясениях	52
ГЛАВА 5	
ПРИЛИВЫ И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	55
5.1. Собственные колебания Земли	55
5.2. О некоторых схемах выделения гармоник из сложной кривой	61
5.3. Использование разностных схем для выделения некоторых приливных волн	66

5.4. Комбинированная схема, использующая конечные разности и усреднение ординат за пробный период	69
ГЛАВА 6	
ИССЛЕДОВАНИЯ НЕПРИЛИВНЫХ ЭФФЕКТОВ	77
6.1. Исследование дрейфа гравиметра	78
6.2. Наблюдения за деформациями Земли непрерывного происхождения по данным экстензометров	84
6.3. Исследование дрейфа наклономеров.....	90
Заключение.....	93
Литература	96

Введение

В исследовании механизма очагов сильных землетрясений и изучении связанных с ними деформационных процессов, протекающих в земной коре, важное место занимает определение полей смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли до и после момента землетрясения вокруг эпицентра в зоне, не подвергшей разрушениям. Информацию об этих процессах можно получить на основе измерений остаточных наклонов, смещений и деформаций поверхности Земли, зарегистрированных соответственно высокочувствительными приливоизмерительными наклономерами, гравиметрами и экстензомерами.

Количественная оценка остаточных наклонов и деформаций, вызванных сильными землетрясениями, важна для определения смещения на разломе и размеров очагов этих землетрясений. Разломные разрушения могут возникнуть даже при небольших землетрясениях, но, как правило, вероятность наблюдения их проявлений на поверхности Земли возрастает по мере увеличения магнитуды землетрясения.

В настоящее время для количественной оценки остаточных полей смещения и напряжения используется упругая теория дислокации. Методы упругой теории дислокации значительно обогатили и расширили исследования разломов. Приложения теории дислокации к изучению механизма очагов крупных землетрясений позволили глубже разобраться в динамике разломов и возникновений землетрясений.

Эквивалентность сил и дислокации позволяют получить формулу для сейсмического момента дислокации, осредненной поперек разлома. Изучая очаг, можно оценить энергию, высвобождаемую при образовании длинной полосообразной трещины, и с ее помощью оценить полную энергию сейсмического события.

Оказалось, что параметры очага, найденные на основе данных об излучении сейсмических волн по сейсмическому моменту, хорошо согласуются с той информацией, которая может быть получена по наблюдениям в макросейсмическом поле. Это позволяет предположить, что использование дислокационной модели генерирующего разлома важно для описания землетрясений.

Следует заметить также, что многолетние наблюдения наклонов и деформаций поверхности Земли, проводимые на малых эпицентральных расстояниях, указывают на наличие определенных помех, искажающих исходные экспериментальные данные. Локальный характер этих наблюдений создает трудности в изучении региональных деформационных процессов, протекающих в земной коре, и осложняет правильную геофизическую интерпретацию полученных материалов.

Целью настоящей работы является выделение и изучение скачкообразных наклонов, смещений и деформаций поверхности Земли, связанных с некоторыми близкими сильными землетрясениями на основе данных приливных наклономерных, гравиметрических и экстензометрических наблюдений, проводимых в подземной приливной лаборатории отдела геодинамики Института геофизики АН Грузии.

В ходе выполнения работы решались следующие задачи: составление уравнений для полей смещений, деформаций и наклонов; разработка алгоритмов и создание пакета программ для машинной обработки экспериментального материала; моделирование разломов и решение обратной задачи; создание на ЭВМ ЕС-1061 банка экспериментальных данных для эффективного исследования зависимости между изменениями деформаций, смещений и наклонов поверхности Земли и параметрами очага землетрясения.

Научная новизна работы. В работе впервые был проведен одновременный комплексный анализ скачкообразных наклонов, смещений и деформаций поверхности Земли, вызванных некоторыми сильными близкими землетрясениями. Были получены аналитические выражения для определения остаточных изменений силы тяжести при сильных землетрясениях. По данным жидкостного и фотоэлектрических наклономеров определены наклономерные γ -факторы для основных приливных волн и проведено их сравнение между собой и с полученными результатами.

В дополнение уже функционирующих в подземной лаборатории гравиметра, фотоэлектрических наклономеров и трехкомпонентного штангового экстензометра для непрерывной регистрации наклонов поверхности Земли на большой базе был создан уровенный (жидкостный) наклономер с базой-42м. По материалам регистраций жидкостного наклономера были исследованы колебания поверхности Земли, вызванные приливными явлениями, которые представляют собой независимое интересное геофизическое явление, в то же время они имеют большое значение как показатель точности работы прибора. Поскольку амплитуды приливных наклонов наиболее интенсивных приливных волн с периодом около суток и полусуток для тбилисской широты имеют величину 10-15 мсек, то они могут служить своего рода тестовым материалом для определения качества работы аппаратуры, предназначенной для регистрации длиннопериодных процессов.

Результаты исследования дополняют сведения о деформационных процессах, протекающих в земной коре и могут быть использованы для углубления представлений о механизме землетрясений. Методические выводы могут быть учтены при организации новых наблюдений за деформационными процессами в земной коре.

ГЛАВА 1

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ. ХАРАКТЕРИСТИКА ПЕРВИЧНЫХ ДАННЫХ

В главе приведен краткий обзор работ по исследованию остаточных наклонов, смещений и деформаций земной поверхности; дана краткая геологическая характеристика района исследования и методов наблюдений. В этой же главе подробно рассмотрена упругая теория дислокации и ее приложения в геофизике.

1.1. Состояние вопроса

Исследование механизма и параметров очага землетрясения является одной из важнейших проблем сейсмологии. В этом исследовании наряду с сейсмологическими методами важное место занимают и методы изучения наклонов, деформаций и смещений поверхности Земли.

Известно, что исследования деформаций и наклонов поверхности Земли дополняют результаты геодезических работ, которые носят прерывистый характер. Экстензометры и наклонометры позволяют вести непрерывные наблюдения за движениями поверхности Земли и этим заполняют пробелы в данных геодезических измерений. В первую очередь эти наблюдения необходимы для изучения тектонических движений и выявления деформационных процессов, предвещающих и сопутствующих землетрясения.

Как показывают длительные наблюдения за движениями земной коры, имеются аномалии, не связанные с подготовкой землетрясений. Одной из основных причин этих аномалий является наличие метеорологических возмущающих факторов (изменения давления, температуры и др.), вызывающих деформации поверхности Земли, которые носят различный характер – могут быть периодическими и непериодическими, иметь локальный или региональный характер. Кроме того, колебания атмосферного давления и температуры оказывают прямое воздействие на сами приливо-регистрирующие приборы.

Величина деформации горных пород, вызываемая метеорологическими вариациями, зависит от реологии, рельефа местности и других факторов.

Экспериментальные исследования механизма воздействия метеорологических факторов все еще недостаточны. В связи с этим для выделения полезного сигнала на фоне метеопомех, необходимо иметь синхронные наблюдения наклонов и деформаций поверхности Земли и вариации метеофакторов.

Иамада (Iamada J., 1973) в результате совместных двадцатилетних наблюдений на станции Абурацабо показал, что вариации, регистрируемые наклономерами и экстензометрами, находятся в хорошем качественном соответствии с данными геодезических исследований.

Л. А. Латынина и Р. М. Кармалева (1978) детально исследовали природу движений, регистрируемых экстензометрами на Гармско-Душанбинском полигоне. Они показали хорошее соответствие экстензометрических данных на всех станциях между собой и с результатами триангуляционных и светодальномерных измерений. На основе совместного анализа экстензометрических, геодезических, геологотектонических данных и данных по механизмам очагов землетрясений они пришли к выводу о тектонической природе регистрируемых движений.

Несмотря на хорошее качественное согласие данных, полученных по геодезическим измерениям, с одной стороны, и по наклономерным и экстензометрическим наблюдениями, с другой, между ними имеется некоторое количественное несоответствие. Такая несогласованность может быть вызвана влиянием локальных неоднородностей, геологическими и топографическими особенностями местности вблизи станции наблюдений.

Важным результатом, полученным из анализа непрерывных наблюдений над наклонами и деформациями, явилось открытие мигрирующих движений земной коры. Впервые это явление было обнаружено при анализе записей, полученных на станциях в районе Канто (Япония) с помощью водотрубных наклономеров. Примеры такого же рода известны по данным группы станций в округе Тохоку (Япония) и в Перу. Отмечается, что причиной этих медленных движений с периодом 5,3 – 5,8 лет, могут быть нерегулярные движения тектонических плит, либо скольжения вдоль границ плит, связанных с очагами землетрясений (Kasahara K., 1979). Считается, что миграция движения земной коры имеет отношение к процессу подготовки землетрясений (Касахара К. 1985).

В 1958 г. Стекети (Steketee J. A., 1958) опубликовал работу, в которой для определения остаточных полей смещений и напряжений земной поверхности при землетрясениях использовал теорию дислокации. Эта теория в свое время была создана для нужд кристаллофизики и металловедения. Стекети решил уравнение Вольтерра для бесконечной, однородной и упругой среды, изменив подход к теории дислокации для решения этой проблемы. Если в кристаллофизике рассматривались только дискретные дислокации, то в работах Стекети исследовались уже непрерывные дислокации.

Маруяма (Maruyama T., 1964) рассмотрел упругие дислокации в бесконечном однородном пространстве и полупространстве, их возникновение и структуру, а также поля смещений, генерируемые возникновением этих дислокаций. Им была создана теоретическая объемная модель разлома со скольжением (slip), основываясь на геофизических приложениях упругой теории дислокации. Маруяма проинтегрировал уравнение Вольтерра в стационарном виде в случае бесконечного однородного пространства, что сводится к определению и интегрированию функции Грина для

однородного бесконечного пространства. Используя полученные при этом результаты, он определил и проинтегрировал функцию Грина для однородного полупространства, ограниченного плоскостью.

А. В. Введенская (1956) определила поля смещений объемных волн землетрясений с использованием уравнений упругой теории дислокации. Она рассмотрела нестационарную задачу, в которой регистрируемое поле смещений зависело от времени и получила выражения полей смещений при конечных мгновенных дислокациях.

Пресс (Press F., 1965) исследовал остаточные наклоны, деформации и смещения, вызванные возникновением поверхности дислокации в очаге при сильных землетрясениях и наблюдаемые на телесеизмических расстояниях. Пресс рассмотрел теоретическую модель разлома, основываясь на выводах упругой теории дислокации. Рассмотренная модель разлома имела форму вертикального прямоугольника. Было рассмотрено два случая: в первом подвижка на разломе предполагалась по простиранию (strike – slip), а во втором – по падению (dip – slip). Были получены соотношения между результатами наблюдения (наклоны, деформации, смещения) и параметрами дислокационной поверхности (линейные размеры, подвижки на разломе).

Чиннери (Chinnery M. A., 1961, 1963) получил формулы, описывающие поля смещений, вызванные вертикальной дислокационной поверхностью с подвижкой по падению (dip – slip). Для интегрирования уравнения Вольтерра он, следуя работам Стекети, определил функцию Грина для однородного полупространства и с использованием вектора Галеркина провел интегрирование. Он рассмотрел модели нескольких сильных землетрясений с использованием методов упругой теории дислокации.

Мансинха и Смайли (Mansinha L., Smylie D. E., 1971) создали более общую теоретическую модель разлома по сравнению с моделью Пресса. В этой модели ориентация поверхности дислокации произвольна. Они получили выражения для определения полей смещений поверхности Земли при скольжении по падению (dip – slip) и по простиранию (strike – slip) на поверхности дислокации и построили несколько моделей разломов для реальных землетрясений с использованием этих выражений.

Бен-Менахем, Сингх и Соломон (Ben-Menahem A., Singh S. J., Solomon F., 1969) исследовали модель, которая более приближена к реальности. Они рассмотрели поля смещений поверхности Земли, которые генерировались возникновением поверхности дислокаций, расположенной в сферической Земле. При этом допускались однородность Земли и отсутствие гравитационного поля Земли. Они проинтегрировали уравнение Вольтерра с использованием функции Грина для сферической однородной Земли. При этом интегрирование сводится к нахождению бесконечных сумм. Авторы дали рекомендации для машинного вычисления этих сумм. Ими были найдены выражения полей смещений на поверхности Земли для трех случаев: 1. при вертикальной дислокационной поверхности с подвижкой по падению или по простиранию; 2. при наклонной поверхности с подвижкой по падению; 3. при случае, когда внутри тела Земли происходит взрыв.

Тесная связь разломов и землетрясений признана уже давно; однако природа этой связи до последнего времени оставалась не вполне выясненной. Для проведения надежной геофизической интерпретации полученных результатов упругую теорию дислокации следует использовать в комплексе с макросейсмическими данными.

Озава (Ozawa I., 1965) провел наблюдения над резкими скачками деформаций и наклонов поверхности Земли, вызванных сильными землетрясениями. На основе этих наблюдений он определил упругую энергию, выделенную при нескольких, сильных землетрясениях и получил выражение, определяющее радиус зоны с центром в гипоцентре землетрясения, подвергнутому разрушениям.

Чиннери (Chinnery M. A., 1969) сделал попытку получить зависимость между энергией землетрясения и параметрами очага: длина, глубина, подвижка на поверхности разлома в очаге. Он на основе наблюдаемых данных вывел эмпирическое соотношение, определяющее зависимость между магнитудой землетрясения и параметрами очага.

При решении уравнения Вольтерра важное значение имеет определение системы сил, вызвавшей поле остаточных смещений на поверхности Земли, так как при знании этой системы сил значительно упрощается определение функции Грина. Несколькими авторами была сделана попытка определить эту систему сил.

Маруяма (Maruyama T., 1963, 1972) доказал, что существует эквивалентность между возникновением поверхности упругой дислокации Вольтерра-Вейнгартена и воздействием некоторой системы двойных пар сил с моментами, распределенными соответствующим образом в очаге землетрясения. Он получил выражения, показывающие, что в случае движущихся дислокаций мы имеем дело с перемещением системы двойных пар сил с моментами, что существенно упрощает решение уравнения Вольтерра.

Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц (1965) дали строгое математическое доказательство эквивалентности возникновения поверхности дислокации в очаге землетрясения и системы двойных пар сил с моментами, распределенными по всей поверхности этой дислокации.

Многими авторами использовалась теория дислокации для создания модели разлома, на котором произошло землетрясение. Существует множество сообщений о регистрации остаточных наклонов и деформаций поверхности Земли, связанных с землетрясениями.

В. Ф. Бончковский (1962) сообщил о регистрации остаточных наклонов поверхности Земли на станциях Гарм и Симферополь при катастрофическом Монгольском землетрясении 4.XII.1957 ($M=7.8$).

Севидж и Хасты (Savage J. C., Hastie L. M., 1969) рассмотрели дислокационную модель очага землетрясения, происшедшего в Неваде (Fairview - Peak, Nevada). На основе геологических данных было определено остаточное поле смещений вокруг эпицентральной области. Они рассмотрели две модели, которые основывались на данных измерений геодезической и дорожной служб США.

Плафкер (Plafker G., 1972) рассмотрел материалы Чилийского (1960) и Аляскинского (1964) землетрясений и привел дислокационные модели, описывающие разломы, на которых произошли эти землетрясения.

Озава (Ozawa I., 1965) рассмотрел несколько землетрясений, происшедших в Японии и сделал попытку классифицировать скачкообразные наклоны и деформации поверхности Земли, вызванные этими землетрясениями.

Чиннери (Chinnery M. A., 1961) создал дислокационную модель для следующих землетрясений: Тонго (1927), северного Иду (1930) и Сан-Франциско (1908).

Кинг и Кнопов (King Chi-Yu, Knopoff L., 1968) рассмотрели записи скачкообразных деформаций и напряжений для 42-х землетрясений с целью классифицировать эти скачки и установить зависимость между энергией землетрясений и параметрами разломов, на которых произошли эти землетрясения.

Таким образом, имеется определенный круг вопросов, решение которых может оказать существенную помощь в понимании процессов, происходящих в земной коре, которые, так или иначе, связаны с явлениями, сопутствующими землетрясениям.

1.2. Теория дислокации и ее приложения в геофизике

Количественная оценка остаточных полей смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызываемых сильными землетрясениями, имеет важное значение для определения параметров очага землетрясения (протяженность разлома, на котором произошло землетрясение, его ориентация, глубина, величина подвижки на разломе и др.). В настоящее время для этой оценки используются методы упругой теории дислокации. Подход упругой теории дислокации в задаче определения параметров очага землетрясения предполагает, что разлом, на котором произошло землетрясение, представляет собой дислокационную поверхность огромных размеров.

Дислокационная поверхность – это поверхность, на которой нарушается непрерывность смещений. Дислокационная поверхность возникает в коре Земли при разрушениях в горных породах и создает остаточные поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли в области, расположенной вокруг неё.

Как известно, поле смещений, вызванное возникновением сдвиговой дислокационной поверхности, эквивалентно полю смещений, сгенерированному системой двойных пар сил с моментами, распределенными по всей поверхности дислокации (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц 1965, Мацууама Т. 1972). Используя эту эквивалентность, можно получить выражения, определяющие поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызванные возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации в очаге землетрясений.

Допустим, что в однородном, упругом, бесконечном пространстве имеется поверхность упругой сдвиговой дислокации Σ , на которой расположена точка $P(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$. Допустим также, что \mathcal{U}_1 представляет собой нормаль к поверхности дислокации Σ в точке P , и смещение на поверхности дислокации в точке P равно:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^-, \quad (1.2.1)$$

где u_k^+ и u_k^- - смещения правой и левой поверхностей дислокации, соответственно, по отношению к их начальному расположению. Обозначим элемент поверхности Σ через $d\Sigma$. Теперь, в том случае, когда дислокационная поверхность располагается в однородном бесконечном пространстве, можно написать выражение для полей смещений вне дислокации в точках $Q(X_1, X_2, X_3)$. Поле смещения в точке Q , вызванное возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, для которой удовлетворяются следующие равенства:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^- = b_k + \Omega_{kj}\xi_j \text{ и } \Omega_{ij} = -\Omega_{ji}. \quad (1.2.2)$$

для всех точек $P \in \Sigma$, т. е. эта поверхность представляет собой дислокацию типа Вольтерра-Вейнгартена, может быть записана в следующем виде (Volterra v., 1907, Stekete J. A., 1958, Maruyama T., 1964):

$$u_m(Q) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) T_{kl}^m(P, Q) v_l(P) d\Sigma, \quad (1.2.3)$$

где $T_{kl}^m(P, Q)$ представляет собой kl компоненту тензора напряжения в точке P , вызванного единичной силой направления m , приложенной в точке Q .

Единичная точечная сила F_m , приложенная в точке Q , создает в точке P поля смещений и напряжений, найти которые необходимо для того, чтобы интегрировать уравнение (1.2.3), которое называется уравнением Вольтерра.

Как известно (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. 1965), сила F_m , приложенная в точке Q в бесконечном однородном пространстве, создает поле смещений, которое записывается следующим образом:

$$u_k^m(P, Q) = \frac{1}{4\pi\mu} \left(\delta_{km} r_{,nn} - \frac{\lambda + \mu}{2(\lambda + 2\mu)} r_{,mk} \right), \quad (1.2.4)$$

$$r_{,mk} = -r_{,mk} = \frac{\partial^2 r}{\partial \xi_m \partial \xi_k},$$

$$r = ((x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2)^{\frac{1}{2}}.$$

Известно, что напряжение можно выразить через смещение следующим образом:

$$T_{kl}^m = \lambda \delta_{kl} u_{,n,n}^m + \mu (u_{k,l}^m + u_{l,k}^m) \quad (1.2.5)$$

Выражение для определения поля напряжений, сгенерированного возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, используя аналогию с уравнением (1.2.3), можно записать следующим образом:

$$\tau_{mn}(Q) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) G_{kl}^{mn}(P, Q) v_l(P) d\Sigma, \quad (1.2.3')$$

где

$$G_{kl}^{mn}(P, Q) = \lambda \delta_{mn} T_{i,i}^{ke} + \mu (T_{kl}^{m,n} + T_{kl}^{n,m}). \quad (1.2.5')$$

Если использовать равенство (1.2.4) для исключения U_k^m и его производных из уравнений (1.2.5) и (1.2.5'), то можно получить следующие выражения (Maquyama T., 1964):

$$T_{kl}^m(P, Q) = \frac{1}{4\pi} \left[(1-\alpha) \left(-\delta_{kl} \frac{r^m}{r^3} + \delta_{ml} \frac{r^k}{r^3} + \delta_{mk} \frac{r^l}{r^3} \right) + 3\alpha \frac{r_m r_l r_k}{r^5} \right], \quad (1.2.6)$$

$$G_{kl}^{mn}(P, Q) = \frac{\mu}{4\pi} \left[-2(2-3\alpha) \delta_{kl} \delta_{mn} \frac{1}{r^3} + 2(1-\alpha) (\delta_{km} \delta_{ln} + \delta_{lm} \delta_{kn}) \frac{1}{r^3} + 6(1-\alpha) (\delta_{kl} r_m r_n + \delta_{mn} r_l r_k) \frac{1}{r^5} - 3(1-2\alpha) (\delta_{km} r_l r_n + \delta_{lm} r_k r_n + \delta_{kn} r_l r_m + \delta_{ln} r_k r_m) \frac{1}{r^5} - 30\alpha \frac{r_k r_l r_m r_n}{r^7} \right], \quad (1.2.6')$$

где

$$r_k = x_k - \xi_k \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \quad (\lambda, \mu - \text{параметры Ламэ}).$$

$T_{kl}^m(P, Q)$ и $G_{kl}^{mn}(P, Q)$ представляют собой функции Грина для неограниченной, однородной, упругой среды.

Смещение $U_{k,e}^m$ можно выразить следующей формулой (Maquyama T., 1964):

$$U_{k,1}^m = \frac{\partial U_k^m}{\partial \xi_1} = \lim_{\Delta \xi_1 \rightarrow 0} \left[U_k^m(\xi_1 + \Delta \xi_1, \xi_2, \xi_3) - U_k^m(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \right] \frac{1}{\Delta \xi_1},$$

когда $\Delta \xi_1 \rightarrow 0$ и аналогично для других ξ_k .

Из этого уравнения можно видеть, что изменения смещения в точке Q генерируются неоднородностями, которые возникают при действии пары сил одинаковых величин и противоположных направлений, действующих на расстоянии $\Delta \xi_k$ друг от друга по соседству с точкой P, когда $\Delta \xi_k$ стремится к нулю (Steketee J. A., 1958). Эта пара сил называется ядром напряжений (Love A. E. H., 1927). Когда $k=1$, $U_{k,1}^m$ соответствует системе сил без моментов, а когда $k \neq 1$, $U_{k,1}^m$ соответствует системе сил с моментами (Рис. 1.2.1). В случае $k=1$ эта система сил называется А-ядром, а в случае $k \neq 1$ - В-ядром. Вклад этих ядер в общую сумму смещений $U_m(Q)$ зависит от

локальных изменений Δu_k на поверхности дислокации Σ и ориентации этой поверхности. Если мы допустим, что Σ перпендикулярна оси x_3 , то имеет место следующее равенство:

$$du_m(Q) = (\Delta u_1 T_{13}^m + \Delta u_2 T_{23}^m + \Delta u_3 T_{33}^m) d\Sigma.$$

Δu_1 и Δu_2 в этом случае описывают сдвиг Σ^+ по отношению к Σ^- , а Δu_3 определяет расстояние между Σ^+ и Σ^- . Из этого примера можно видеть, что А-ядра определяют нормальное растяжение, а В-ядра – чистый сдвиг.

Для более реального моделирования очага землетрясения нужно решать уравнение Вольтерра в случае, когда дислокационная поверхность, генерирующая поле смещений, деформаций и наклонов, расположена в однородном полупространстве, ограниченном плоскостью. Без потери общности можно допустить, что граница полупространства совпадает с плоскостью $x_1 O x_2$, а ось x_3 направлена во внутрь полупространства. В этом случае, при отсутствии поверхностных сил, на тензор напряжений на поверхности полупространства налагаются следующие ограничения:

$$\tau_{13} = \tau_{23} = \tau_{33} = 0 \text{ при } x_3 = 0.$$

Для решения проблемы рассмотрим бесконечную однородную среду, в которой действуют следующие силы (Магуама Т., 1964):

1. Сила F_m , приложенная в точке P;
2. Сила F'_m , симметричная силе F_m относительно плоскости $x_3 = 0$ и приложенная в точке $P'(\xi_1, \xi_2, -\xi_3)$, которая симметрична точке P;
3. нормальная нагрузка на поверхности $x_3 = 0$.

Нормальная нагрузка на поверхности – это сила, которая на поверхности генерирует напряжение величиной $-2\tau_{33}$ и которая вводится для компенсации напряжений на поверхности полупространства, которые вызваны действием сил 1. и 2. В этом случае тензор Грина имеет следующий вид:

$$W_{kl}^m = w_{kl}^m + \omega_{kl}^m. \quad (1.2.7)$$

В выражении (1.2.7) w_{kl}^m соответствует полю смещений, вызванному общим действием сил F_m и F'_m , а ω_{kl}^m - полю смещений, вызванному нормальной нагрузкой на поверхности полупространства. Для простоты вычислений допустим, что $\lambda = \mu$.

Тогда $\alpha = \frac{2}{3}$ и из уравнения (1.2.6) можно написать:

$$w_{kl}^m = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{3} \left(-\delta_{kl} \left(\frac{R_m + S_m}{R^3} + \frac{S_m}{S^3} \right) + \delta_{mk} \left(\frac{R_l}{R^3} + \frac{S_k}{S^3} \right) + \delta_{ml} \left(\frac{R_k}{R^3} + \frac{S_k}{S^3} \right) \right) + 2 \left(\frac{R_m R_l R_k}{R^5} + \frac{S_m S_k S_l}{S^5} \right) \right], \quad (1.2.8)$$

где

$$\begin{aligned} R &= |PQ| = \sqrt{(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2}, \\ S &= |P'Q| = \sqrt{(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 + \xi_3)^2}, \\ s_k &= x_k - \xi_k, \quad k = 1, 2, \quad s_3 = x_3 + \xi_3, \\ r_k &= x_k - \xi_k, \quad k = 1, 2, 3. \end{aligned}$$

Таким образом, для решения проблемы необходимо найти функцию Грина ω_{ke}^m для нормальной нагрузки на поверхности полупространства. Эта задача называется проблемой Буссинеска.

При отсутствии объемных сил в однородном пространстве уравнение равновесия имеет следующий вид (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1965):

$$(\lambda + \mu) \text{graddiv} \bar{u} + \mu \nabla^2 \bar{u} = 0. \quad (1.2.9)$$

Определим \bar{u} следующим образом:

$$\bar{u} = (\nabla^2 - \alpha \text{graddiv}) \bar{\Gamma}. \quad (1.2.10)$$

Если \bar{u} из уравнения (1.2.10) удовлетворяет уравнению (1.2.9), то $\bar{\Gamma}(\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3)$ называется вектором Галеркина, который имеет следующее свойство:

$$\nabla^2 \nabla^2 \bar{\Gamma} = 0. \quad (1.2.11)$$

Для решения проблемы достаточно найти вектор Галеркина для нормальной нагрузки на поверхности.

Вектор Галеркина $\bar{\Gamma}_k^m$, соответствующий полю смещений U_k^m при фиксированном m , имеет следующий вид:

$$\Gamma_k^m = \frac{1}{8\pi\mu} \delta_{km} r. \quad (1.2.12)$$

Отсюда можно получить выражение вектора Галеркина Γ_{ke}^m , соответствующего полю напряжений T_{kl}^m при фиксированных k и l :

$$8\pi\mu \Gamma_{kl}^m = -\lambda \delta_{kl} r^{,m} - \mu (\delta_{mk} r^{,l} + \delta_{ml} r^{,k}). \quad (1.2.13)$$

Проблема Буссинеска решается с помощью вектора Галеркина $\bar{\Gamma}(0, 0, \Gamma)$, Фурье преобразование которого по координатам X_1 и X_2 имеет следующий вид:

$$\Gamma(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}(k_1, k_2, x_3) e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} dk_1 dk_2,$$

$$\bar{\Gamma}(k_1, k_2, x_3) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(x_1, x_2, x_3) l^{-i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} dx_1 dx_2.$$

Когда x_1 и x_2 стремятся к бесконечности, то Фурье преобразование производных функции $\Phi(x_1, x_2, x_3)$ записывается следующим образом:

$$\overline{\left(\frac{\partial^r \Phi}{\partial x_j^r} \right)} = (ik_j)^r \bar{\Phi}, \text{ где } j = 1, 2; \quad (1.2.15)$$

Применяя оператор ∇^4 к равенствам (1.2.14) и используя равенство (1.2.15), можно получить следующее уравнение:

$$\left(\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2 \right)^2 \bar{\Gamma} = 0 \quad (1.2.16)$$

с решением:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3) l^{-kx_3} + (C + Dkx_3) l^{kx_3},$$

где

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}.$$

Из граничных условий на бесконечности мы имеем:

$$C = D = 0,$$

и используя эти условия:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3) l^{-kx_3} \quad (1.2.17)$$

Поле напряжений определяется посредством вектора Галеркина, как:

$$\tau_{kl} = \delta_{kl} \lambda (1 - \alpha) \Gamma^{,nn3} + \mu (\delta_{3k} \Gamma^{,lnn} + \delta_{3l} \Gamma^{,knn}) - 2\alpha \mu \Gamma^{,3kl},$$

Используя (1.2.15), мы имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{31} &= \mu (ik_1) \left[(1 - 2\alpha) \frac{d^2}{dx_3^2} - k^2 \right] \bar{\Gamma}, \\ \bar{\tau}_{32} &= \mu (ik_2) \left[(1 - 2\alpha) \frac{d^2}{dx_3^2} - k^2 \right] \bar{\Gamma}, \\ \bar{\tau}_{33} &= \mu \frac{d}{dx_3} \left[\frac{d^2}{dx_3^2} - (1 + 2\alpha) k^2 \right] \bar{\Gamma}. \end{aligned}$$

Подставляя в эти уравнения выражения (1.2.17) и следуя ограничениям $\overline{\tau_{13}} = \overline{\tau_{23}} = 0$, получим (Miyamoto T., 1964):

$$A = \left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)B,$$

что дает для $\overline{\tau_{33}}$ следующее выражение:

$$\overline{\tau_{33}} = 2\mu\alpha Bk^3(1 - kx_3)^{-kx_3}.$$

Если обозначить распределение нормальной нагрузки на поверхности $x_3 = 0$ через

$$P(x_1, x_2) = -2G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$$

и Фурье преобразование от P обозначить через \overline{P} , то выражение, определяющее B , примет следующий вид:

$$B(k_1, k_2) = \frac{1}{2\alpha k^3} \frac{\overline{P}(k_1, k_2)}{\mu}.$$

Решение проблемы получается с помощью вектора Галеркина, Фурье преобразование которого записывается следующим образом:

$$\overline{\Gamma} = \frac{1}{2\alpha \mu} \overline{P} \left[\left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)k^{-3} + x_3 k^{-2} \right] 1^{-kx_3}. \quad (1.2.18)$$

Используя уравнение (1.2.13), можно написать выражения для компонент вектора Галеркина, определяющего поле смещений на поверхности $x_3 = 0$, вызванное точечными единичными силами F_m и F'_m , действующими в точках P и P' . Но эти выражения не всегда пригодны для вычислений (Maquyama T., 1964).

Как известно, нормальная нагрузка на поверхности $x_3 = 0$ записывается следующим образом:

$$P_{kl}(x_1, x_2) = -2G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0),$$

для всех k и l . Из (1.2.6) мы можем определить $G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$ и после этого написать выражения для определения $P_{kl}(x_1, x_2)$:

$$P_{11} = \frac{\mu}{\pi} \left[(2 - 3\alpha) \frac{1}{\rho^3} - 3(1 - \alpha) \frac{x_1^2 + \xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_1^2 \xi_3^2}{\rho^7} \right],$$

$$P_{22} = \frac{\mu}{\pi} \left[(2 - 3\alpha) \frac{1}{\rho^3} - 3(1 - \alpha) \frac{x_2^2 + \xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_2^2 \xi_3^2}{\rho^7} \right],$$

$$P_{33} = \frac{\mu}{\pi} \left[-\alpha \frac{1}{\rho^3} - 6\alpha \frac{\xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{\xi_3^4}{\rho^7} \right],$$

$$P_{23} = \frac{\mu}{\pi} \left[3\alpha \frac{x_2 \xi_3}{\rho^5} - 15\alpha \frac{x_2 \xi_3^3}{\rho^7} \right], \quad .19)$$

$$P_{31} = \frac{\mu}{\pi} \left[3\alpha \frac{x_1 \xi_3}{\rho^5} - 15\alpha \frac{x_1 \xi_3^3}{\rho^7} \right],$$

$$P_{12} = \frac{\mu}{\pi} \left[-3(1-\alpha) \frac{x_1 x_2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_1 x_2 \xi_3^2}{\rho^7} \right],$$

где $\rho = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ и, для простоты вычисления $\xi_1 = \xi_2 = x_3 = 0$.

После нахождения Фурье-преобразования $\overline{P_{kl}}$, подстановки в (1.2.17) и обратного Фурье-преобразования можно получить выражения для определения компонент вектора Галеркина Γ_{kl} :

$$\Gamma_{11} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{3}{4} f(r, p) + \frac{1}{8r^2} \left(s^2 + 14sp - 7p^2 + 8\frac{p^3}{s} \right) + \frac{x_1^2}{4r^4} \left(-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4\frac{p^3}{s} \right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \left[\xi_3 \left(-\frac{3}{s} + \frac{2x_1^2}{s^3} \right) + \xi_3^2 \left(\frac{2}{r^2} \left(1 - \frac{p}{s} \right) + 2\frac{x_1^2}{r^4} \left(-2 + 3\frac{p}{s} - \frac{p^3}{s^3} \right) \right) \right],$$

$$\Gamma_{22} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{3}{4} f(r, p) + \frac{1}{8r^2} \left(s^2 + 14sp - 7p^2 + 8\frac{p^3}{s} \right) + \frac{x_2^2}{4r^4} \left(-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4\frac{p^3}{s} \right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \left[\xi_3 \left(-\frac{3}{s} + \frac{2x_2^2}{s^3} \right) + \xi_3^2 \left(\frac{2}{r^2} \left(1 - \frac{p}{s} \right) + 2\frac{x_2^2}{r^4} \left(-2 + 3\frac{p}{s} - \frac{p^3}{s^3} \right) \right) \right],$$

$$\Gamma_{33} = \frac{1}{4\pi} \left[f(r, p) + 2\frac{p}{s} + \xi_3 \left(-\frac{1}{s} + 2\frac{p^2}{s^3} \right) + \xi_3^2 \left(-2\frac{p}{s^3} \right) \right], \quad (1.2.20)$$

$$\Gamma_{23} = \frac{1}{4\pi} \left[-\frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{p}{s} \right) - 2\frac{x_3}{s^3} \right] x_2 \xi_3,$$

$$\Gamma_{31} = \frac{1}{4\pi} \left[-\frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{p}{s} \right) - 2\frac{x_3}{s^3} \right] x_1 \xi_3,$$

$$\Gamma_{12} = \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 x_2}{r^4} \left[\left(-\frac{s^2}{4} - \frac{sp}{2} + \frac{7p^2}{4} - \frac{p^3}{s} \right) + 2\xi_3 \left(s - 2\frac{p^2}{s} + \frac{p^4}{s^3} \right) + 2\xi_3^2 \left(-2 + 3\frac{p}{s} - \frac{p^3}{s^3} \right) \right],$$

где

$$r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}, \quad s = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + p^2}, \quad p = x_3 + \xi_3 > 0,$$

$$f(r, p) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 1^{-pk} k^{-2} 1^{i(x_1 k_1 + x_2 k_2)} dk_1 dk_2,$$

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}, \lambda = \mu, \xi_1 = \xi_2 = 0.$$

Из уравнений (1.2.20) можно написать выражения, определяющие вторую часть функции Грина Ω_{kl}^m , которая, после суммирования с w_{kl}^m дает следующие выражения функции Грина W_{kl}^m :

$$\begin{aligned} W_{11}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 \rho}{r^4} \left[C + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], & W_{23}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[-6 \frac{x_1 x_2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{11}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 \rho}{r^4} \left[D + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], & W_{23}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[-6 \frac{x_2^2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{11}^3 &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^2} \left[B + \frac{x_1^2}{r^2} E \right], & W_{23}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[6 \frac{x_2 \xi_3^2}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 \rho}{r^2} \left[D + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], & W_{31}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[-6 \frac{x_1^2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 \rho}{r^2} \left[C + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], & W_{31}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[-6 \frac{x_1 x_2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^3 &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^2} \left[B + \frac{x_2^2}{r^2} E \right], & W_{31}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[6 \frac{x_1 \xi_3^2}{\rho^5} \right], \\ W_{33}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[6 \frac{x_1 \xi_3^2}{\rho^5} \right], & W_{12}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 \rho}{r^4} \left[A + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], \\ W_{33}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[6 \frac{x_2 \xi_3^2}{\rho^5} \right], & W_{12}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 \rho}{r^4} \left[A + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], \\ W_{33}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[6 - \frac{\xi_3^3}{\rho^5} \right], & W_{12}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[\frac{x_1 x_2}{r^4} E \right], \end{aligned} \tag{1.2.21}$$

где A, B, C, D, E и F являются полиномами от $\zeta = \frac{\xi_3}{\rho}$:

$$\begin{aligned} A(\zeta) &= 1 - 2\zeta + \zeta^2, \\ B(\zeta) &= -1 + 2\zeta - \zeta^3, \\ C(\zeta) &= 2 - 6\zeta + 5\zeta^2 - \zeta^4, \\ D(\zeta) &= -2\zeta + 3\zeta^2 - \zeta^4 = C(\zeta) - 2A(\zeta), \\ E(\zeta) &= 2 - 9\zeta + 13\zeta^2 - 6\zeta^5, \\ F(\zeta) &= 3 + 8\zeta - 24\zeta^2 + 19\zeta^4 - 6\zeta^6. \end{aligned}$$

Подставив выражения тензора Грина W_{kl}^m в уравнение

$$u_m(Q) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) W_{kl}^m(P, Q) \nu_l(P) d\Sigma \quad (1.2.22)$$

и проинтегрировав это уравнение поверхности дислокации Σ , можно получить выражения для полей смещений, деформаций и наклонов на поверхности полупространства на плоскости $x_3 = 0$, вызванных возникновением в полупространстве поверхности упругой дислокации.

В общем случае интегрирование уравнения (1.2.22) представляет собой неразрешимую задачу, так как интеграл (1.2.22) зависит от поверхности дислокации Σ , которая может принимать самые разнообразные формы. Для интегрирования уравнения (1.2.22) необходимо определить размеры и форму поверхности дислокации, что даст возможность получить уравнения, пригодные к вычислениям и связывающие поля смещений, деформаций и наклонов с параметрами очага землетрясения.

1.3. Геологическая характеристика района наблюдений, аппаратура, методика наблюдений

Деформации верхних слоев Земли вызываются многими естественными процессами. В связи с этим при изучении наклонов и деформаций земной поверхности, а также изменений силы тяжести невозможно обойтись без знания природных условий, в которых производятся наблюдения за этими явлениями.

При современных наблюдениях за приливными явлениями приливорегистрирующие установки размещают ниже поверхности Земли. Оптимальная глубина их установки пока не определена. Согласно П. Мельхиору (1968) считается, что наилучшим является интервал глубин от 50 до 200 метров.

Выбор этих глубин связан с тем, что реальная чувствительность наклономеров и экстензометров к длиннопериодным наклонам и деформациям может быть снижена

за счет высокого уровня регистрируемых шумов, которые вызываются изменением нагрузок на земной поверхности и влиянием изменения метеоусловий.

Именно условия, в которых проводится эксперимент, определяют интенсивность и пространственно-временное распределение наклонов и деформаций поверхности Земли, как составляющих предмет исследований, так и являющихся помехами. В связи с этим остановимся несколько подробнее на условиях наблюдений в подземной приливной лаборатории отдела геодинамики Института геофизики АН Грузии.

Подземное сооружение этой лаборатории расположено у подножия северо-восточного склона горы Мтацминда. Оно представляет собой горизонтальную штольню длиной более 100 метров, имеет ответвления для запасного входа и пяти больших камер (Балавадзе Б.К., Картвелишвили К.З., 1972). Участок, где проведена штольня, представляет собой весьма крутой склон горы (до 30° - 35°) с резко пере-сеченным рельефом (рис. 1.3.1). Вся наиболее крутая часть местности сложена палеогеновыми отложениями: туфогенными песчаниками, чередующимися со сланцевыми мергелями. Соотношение песчаников с мергелями различное.

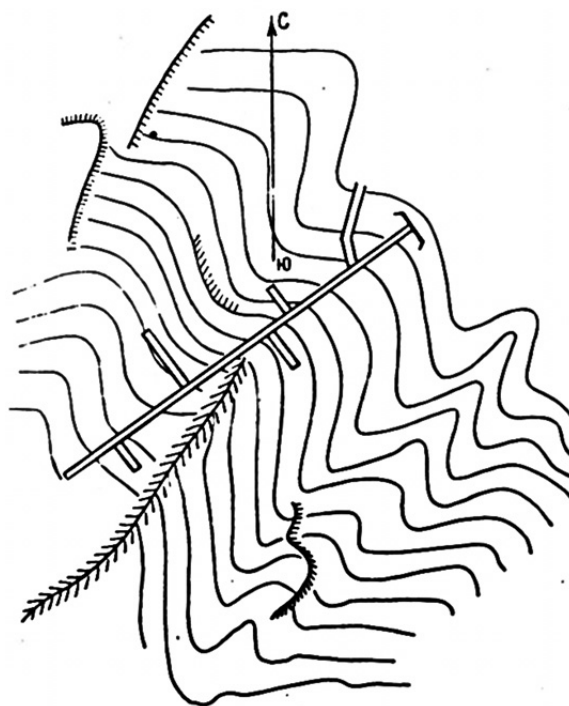


Рис.1.3.1. Топографическая карта местности.

Штольня проложена в туфогенных песчаниках верхнего эоцена, имеющих северное падение (азимут 340° , угол наклона к горизонту 40°). Здесь имеется чередование тонкослоистых, мелко и среднезернистых песчаников и аргилитов с плотными толстослоистыми песчаниками. Вся толща песчаников сильно трещиновата. Помимо

экзогенных, здесь имеются и тектонические трещины, наблюдаемые особенно отчетливо в срезе склона у портала штольни.

Направление штольни (азимут 235°) почти совпадает с направлением простира-ния песчаников (азимут 250°). Над штольной лежит слой туфогенных песчаников мощностью 10-15 метров у входа и достигающий в конце штольни до 60 метров.

На рис. 1.3.2 приведена схема внутренней части подземной лаборатории. В ней были установлены следующие приливно- измерительные приборы:

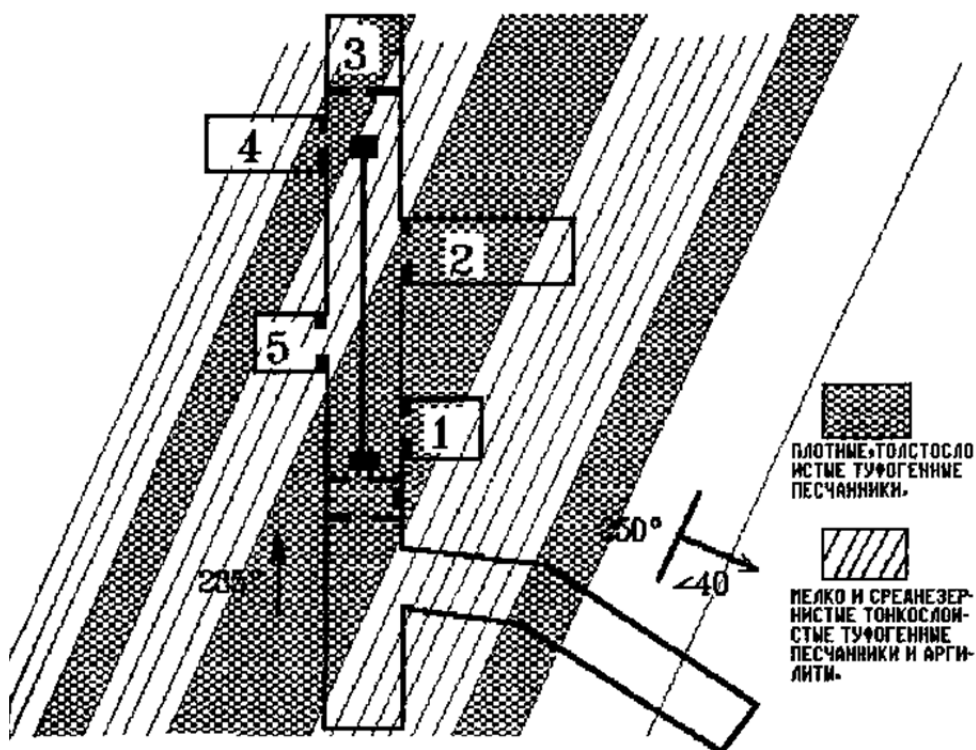


Рис. 1.3.2 План подземной лаборатории

1. Гравиметр;

В камере №1 был установлен модернизированный гравиметр Gs-11 № 166, характеризующийся очень малым инструментальным (0.6 мкгал/сут.) дрейфом нуля. Средняя чувствительность гравиметра равна 2 мкгал/мм записи. Постамент гравиметра связан непосредственно с горными породами и изолирован от цементного пола.

2. Двухкомпонентный горизонтальный кварцевый штанговый экстензометр;

Для измерения относительных перемещений точек земной поверхности используются штанговые экстензометры. Измерительным элементом каждой компоненты является кварцевая труба (AB – для компоненты N $66^\circ,5E$ длиной 42 м и CD – для компоненты N $30^\circ W$ длиной $14,5$ м). Трубы состоят из секций длиной около 3 м, которые сварены между собой. Штанга экстензометра AB смонтирована вдоль оси

штольни в длинном коридоре на бетонных постаментах, контактирующих с коренными породами. Компонента С смонтирована в камере №2. Для исключения вращения вокруг оси и перемещения, перпендикулярные оси штанги используются системы подвесов, которые поддерживают штангу в горизонтальном положении. Расстояние между подвесами равно 3м.

3. Вертикальный кварцевый штанговый экстензометр;

Эта компонента смонтирована в камере №3. Она изготовлена из кварцевых труб и стального стержня и имеет длину 6,45 м. Вертикальный экстензометр предназначен для регистрации вертикальной компоненты тензора деформации.

При используемых в последнее время емкостных датчиков малых перемещений чувствительность экстензометров составляет, соответственно, для компонент:

N66°5E	$7,6 \times 10^{-10}$ / мм,
N30° W	$1,9 \times 10^{-10}$ / мм,
вертикальный	8.2×10^{-10} / мм.

4. Фотоэлектрические наклономеры;

Для измерения наклонов поверхности Земли применяются фотоэлектрические наклономеры системы А. Е. Островского, представляющие собой системы с горизонтальным маятником.

В настоящее время не существует единого мнения относительно лучшего способа связи наклономеров с физической поверхностью Земли. В настоящее время приборы устанавливаются непосредственно на породу, покрытую слоем бетона. В нашем случае наклономеры были установлены на монолитных базальтовых (в камере №4) и бетонных (в камере №5) постаментах, жестко связанных с породой. Чувствительность наклономеров была в диапазоне 1000 – 2500 мм/мсек.

5. Жидкостный наклономер.

Известно, что наклоны поверхности Земли возможно также измерить с помощью, так называемых, уровенных вариометров или жидкостных наклономеров, представляющих собой соединяющиеся сосуды с длинной базой.

Жидкостные наклономеры с длинной базой перед горизонтальными маятниками имеют то преимущество, что благодаря их большой базе удается избежать влияния местных особенностей наклонов, которые обуславливаются трещиноватостью пород, их неоднородностью, различным поведением верхней коры Земли в зависимости от изменения метеорологических условий.

В подземной лаборатории вдоль горизонтальной компоненты экстензометра N66° 5E был смонтирован жидкостный наклономер с базой 42м. В качестве рабочей жидкости применялось трансформаторное масло, а регистрация проводилась фотоэлектрическим методом. Чувствительность жидкостного наклономера 700-1500 мм/мсек.

Наблюденный материал, зарегистрированный отдельными приборами, поступает для обработки в виде аналоговой записи на ленты самописцев. Параллельно с

этим данные экстензометрических измерений и результаты регистраций атмосферного давления записываются в цифровом коде на перфоленту с шагом дискретизации в 1 час.

Из исходных данных для выделения тектонического движения земной коры предварительно отфильтровываются приливные колебания.

Уникальная подземная лаборатория, а также высокая точность и стабильность используемой аппаратуры позволяют получить надежный экспериментальный материал для выявления остаточных скачкообразных наклонов и деформаций поверхности Земли.

ГЛАВА 2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕОРИИ ДИСЛОКАЦИИ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, СВЯЗЫВАЮЩИЕ ОСТАТОЧНЫЕ ПОЛЯ СМЕЩЕНИЙ, ДЕФОРМАЦИЙ И НАКЛОНОВ С ПАРАМЕТРАМИ ОЧАГА

Уже отмечалось, что иногда при сильных землетрясениях на записях экстензометров и наклономеров появляются скачки. Это явление очень важно для утверждения того факта, что землетрясение – это результат изменения упругого состояния земной коры.

Этот факт находится в хорошем согласии с тем, что во время землетрясения образуются трещины, подвижки по разлому и другие деформации. Подвижка по разлому при большом землетрясении является также и самым наглядным проявлением тектонических процессов. Тесная связь разломов и землетрясений давно уже признана.

Разлом представляет собой поверхность скольжения внутри коры Земли, на которой имеет место нарушение непрерывности смещений. Поскольку нельзя наблюдать конфигурацию разлома под земной поверхностью, то строить модель разлома следует на основе небольшого количества имеющихся данных по выходу его на поверхность Земли. Обычно принимается, что разлом имеет форму прямоугольника, две стороны которого параллельны свободной поверхности. Такое предположение пригодно, как первое приближение, и поле смещений вокруг разлома вполне удовлетворительно соответствует такой теоретической схеме. Когда разлом растет, земная кора по обеим его поверхностям испытывает деформации. Гипотеза Рейда (Касахара К., 1985) объясняет механизм землетрясения хрупким разрушением предварительно напряженной земной коры, при котором происходит неупругая отдача старой трещины к такому положению, в котором не существует упругих деформаций. Поскольку реальный процесс разрушения коры Земли достаточно сложен, путь к успешному его моделированию связан с разумным упрощением процессов.

В этой главе рассмотрены остаточные поля смещений, деформаций и наклонов при сильных землетрясениях для различных моделей подвижек на разломах. Выведены основные соотношения, связывающие параметры остаточных полей смещений, деформаций и наклонов с параметрами очага.

2.1. Остаточное поле смещений при сильных землетрясениях

Для определения остаточных смещений необходимо проинтегрировать уравнение (1.2.22). Так как, в общем случае интегрирование этого уравнения представляет собой неразрешимую задачу, необходимо создать упрощенную модель разлома, для которой возможно проводить интегрирование.

Рассмотрим модель разлома (Рис.2.1.1.), представляющую собой вертикальную прямоугольную дислокацию, протяженность которой равна $2L$, глубина погружения нижней границы равна D , а верхней границы – d . Рассмотрим следующих два случая:

а. Подвижка на разломе происходит по простирацию разлома, то есть, в горизонтальном направлении;

б. Подвижка на разломе происходит по падению разлома, то есть, в вертикальном направлении.

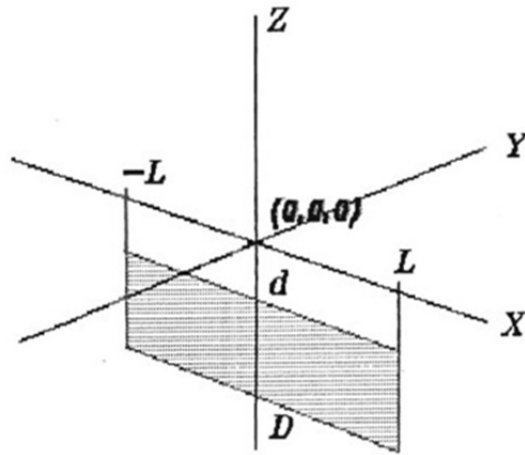


Рис. 2.1.1 Модель вертикального разлома.

Для этих случаев можно решить уравнение (1.2.22) и получить выражения для описания остаточного поля смещений, вызванного возникновением вертикальных сдвиговых дислокаций (Press F., 1965).

Введем следующее обозначение:

$$f(\xi_1, \xi_3) = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d). \quad (2.1.1)$$

Тогда, после интегрирования уравнения (1.2.22) и подстановки пределов, мы будем иметь следующие уравнения:

1. Случай а. (strike-slip):

$$u_1 = \frac{U_1}{8\pi} \left[-\frac{x_2(x_1 - \xi_1)(3R + 4\xi_2)}{R(R + \xi_3)^2} - 4 \operatorname{arctg} \frac{x_2 R}{\xi_3(x_1 - \xi_1)} \right], \quad (2.1.2)$$

$$u_2 = \frac{U_1}{8\pi} \left[\ln(R + \xi_2) + \frac{\xi_3}{R + \xi_3} - \frac{x_2(3R + 4\xi_3)}{R(R + \xi_3)^2} \right], \quad (2.1.3)$$

$$u_3 = \frac{u_1}{8\pi} \left[\frac{2x_2(R + 2\xi_3)}{R(R + \xi_3)} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.1.4)$$

В этих уравнениях U_1 является подвижкой на разломе, которая направлена вдоль оси OX_1 и которая предполагается постоянной. U_1 , U_2 и U_3 представляют компоненты остаточного поля смещений. В этих выражениях точка, в которой определяется остаточное поле смещений, предполагается размещенной на свободной поверхности для простоты записи. Так как, дислокационная поверхность расположена в плоскости $\xi_2=0$, то выражение для R принимает следующий вид:

$$R = \sqrt{(x_1 - \xi_1)^2 + x_2^2 + \xi_3^2}.$$

2. Случай б. (dip- slip):

В этом случае выражение поля остаточных смещений на свободной поверхности полупространства имеет следующий вид:

$$u_1 = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2}{R} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.1.5)$$

$$u_2 = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2^2(x_1 - \xi_1)}{R(x_2^2 + \xi_3^2)} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.1.6)$$

$$u_3 = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2 \xi_3 (x_1 - \xi_1)}{R(x_2^2 + \xi_3^2)} + \operatorname{arctg} \frac{x_2 R}{\xi_3 (x_1 - \xi_1)} \right] \Bigg| \Bigg|. \quad (2.1.7)$$

В этих уравнениях U_3 смещение на разломе, направленное вдоль оси OX_3 .

Более общим является модель разлома, в которой допускается, что поверхность дислокации наклонена относительно оси OX_3 на угол:

δ (dip – angle) (Рис. 2.1.2).

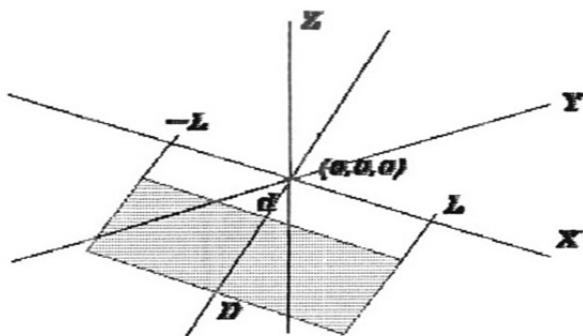


Рис. 2.1.2 Модель разлома, наклоненного к вертикали.

В этом случае также можно решить уравнение Вольтерра.

Если ввести следующие обозначения (Mansinha L., Smylie D. E., 1971):

$$\begin{aligned}
R^2 &= (x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2, \quad Q^2 = (x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 + \xi_3)^2, \\
r_2 &= x_2 \sin \delta - x_3 \cos \delta, \quad r_3 = x_2 \cos \delta + x_3 \sin \delta, \\
q_2 &= x_2 \sin \delta + x_3 \cos \delta, \quad q_3 = -x_2 \cos \delta + x_3 \sin \delta, \\
\xi &= \xi_3 \frac{1}{\cos \delta},
\end{aligned}$$

и учесть, что уравнение Вольтерра можно переписать следующим образом:

3. Случай в. (strike-slip):

$$u_i = \mu U_1 \iint_{d-L}^{D L} \left[\left(\frac{\partial u_i^1}{\partial \xi_2} + \frac{\partial u_i^2}{\partial \xi_1} \right) \sin \delta - \left(\frac{\partial u_i^1}{\partial \xi_3} + \frac{\partial u_i^3}{\partial \xi_1} \right) \cos \delta \right] d\xi_1 d\xi, \quad (2.1.8)$$

4. Случай г. (dip-slip):

$$u_i = \mu U_3 \iint_{d-L}^{D L} \left[2(\sin \delta \frac{\partial u_i^2}{\partial \xi} - \cos \delta \frac{\partial u_i^3}{\partial \xi}) + \left(\frac{\partial u_i^3}{\partial \xi_2} - \frac{\partial u_i^2}{\partial \xi_3} \right) \right] d\xi_1 d\xi. \quad (2.1.9)$$

то, после интегрирования (2.1.8) и (2.1.9) можно получить выражения (Mansinha L., Smylie D. E., 1971), которые описывают поля смещений, вызванные возникновением поверхности наклонной сдвиговой дислокации.

3. Случай в. (strike-slip):

$$\begin{aligned}
u_1 &= \frac{U_1}{12\pi} \left[(x_1 - \xi_1) \left(\frac{2r_2}{(R + r_3 - \xi)R} - \frac{4q_2 - 2x_3 \cos \delta}{Q(Q + q_3 + \xi)} - \frac{3\text{tg} \delta}{Q + x_3 + \xi_3} - \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - 4q_2 q_3 x_3 \sin \delta \frac{2Q + q_3 + \xi}{Q^3(Q + q_3 + \xi)^2} + \frac{4q_2 x_3 \sin \delta}{Q^3} \right) - \right. \\
&\quad \left. - 6\text{tg}^2 \text{arctg} \frac{(k - q_2 \cos \delta)(Q - K) + (q_3 + \xi)K \sin \delta}{(x_1 - \xi_1)(q_3 - \xi) \cos \delta} + 3\text{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(r_3 - \xi)}{r_2 R} - \right. \\
&\quad \left. - 3\text{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(q_3 + \xi)}{q_2 Q} \right] \Bigg|, \quad (2.1.10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_2 &= \frac{U_1}{12\pi} \left[\sin \delta (3\text{tg} \delta \sec \delta \ln(Q + x_3 + \xi_3) - \ln(R + r_3 - \xi) - \right. \\
&\quad \left. - (1 + 3\text{tg}^2 \delta) \ln(Q + q_3 + \xi)) + \frac{2r_2^2 \sin \delta}{R(R + r_3 + \xi)} + \frac{2r_2 \cos \delta}{R} - \right. \\
&\quad \left. - 2\sin \delta \frac{2(q_2 \cos \delta - q_3 \sin \delta)x_3 + q_2(q_2 + x_2 \sin \delta)}{Q(Q + q_3 + \xi)} - \right. \\
&\quad \left. - 3\text{tg} \delta \frac{(x_2 - \xi_2) + q_3 \cos \delta}{Q^3} + 2 \frac{(q_2 \cos \delta - q_3 \sin \delta - x_3 \sin^2 \delta)}{Q} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{4q_2 x_3 \sin \delta}{Q^3} \left[(x_2 - \xi_2) + q_2 \cos \delta - q_2 q_3 \sin \delta \frac{2Q + q_3 + \xi}{(Q + q_3 + \xi)^2} \right] \right] \Bigg|, \quad (2.1.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_3 = \frac{U_1}{12\pi} & \left[\cos \delta (\ln(R + r_3 - \xi) + (1 + 3\operatorname{tg}^2 \delta) \ln(Q + q_3 + \xi)) - \right. \\
& - 3\operatorname{tg} \delta \operatorname{sec} \delta \ln(Q + x_3 + \xi_3) + \frac{2r_2 \sin \delta}{R} + 2 \sin \delta \frac{q_2 + x_2 \sin \delta}{Q} + \\
& + \frac{4q_2 x_3 \sin^2 \delta - 2(q_2 + x_2 \sin \delta)(x_2 + q_3 \sin \delta)}{Q(Q + q_3 + \xi)} - \frac{2r_2^2 \cos \delta}{(R + r_2 - \xi)R} + \\
& \left. + \frac{4q_2 x_3 \sin \delta}{Q^3} \left((x_3 + \xi_3) - q_3 \sin \delta - q_2 q_3 \cos \delta \frac{2Q + q_3 + \xi}{(Q + q_3 + \xi)^2} \right) \right] \Bigg|, \quad (2.1.12)
\end{aligned}$$

где $k^2 = Q^2 - (q_3 - \xi)^2$, $h^2 = Q^2 - (x_1 - \xi_1)^2$.

4. Случай г. (dip- slip):

$$\begin{aligned}
u_1 = \frac{U}{12\pi} & \left[(x_2 - \xi_2) \sin \delta \left(\frac{2}{R} + \frac{4}{Q} - \frac{4\xi_3 x_3}{Q^3} - 3 \frac{1}{Q + x_3 + \xi} \right) - \right. \\
& - \cos \delta \left(3 \ln(Q + x_3 + \xi_3) + \frac{2(x_3 - \xi_3)}{R} + \frac{4(x_3 - \xi_3)}{Q} + \frac{4\xi_3 x_3 (x_3 + \xi_3)}{Q^3} \right) + \\
& \left. + \frac{3}{\cos \delta} (\ln(Q + x_3 + \xi_3) - \sin \delta \ln(Q + q_3 + \xi)) + 6x_3 \left(\frac{\cos \delta}{Q} - \frac{q_2 \sin \delta}{Q(Q + x_3 + \xi_3)} \right) \right] \Bigg| \quad (2.1.13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_2 = \frac{U}{12\pi} & \left[\sin \delta (-\ln(R + x_1 - \xi_1) + \ln(Q + x_1 - \xi_1) + \frac{4\xi_3 x_3}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} + \frac{3(x_1 - \xi_1)}{Q + x_3 + \xi_3} + \right. \\
& + (x_2 - \xi_2)^2 \left(\frac{2}{R(R + x_1 - \xi_1)} + \frac{4}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} \right) - \\
& - (x_2 - \xi_2)(x_3 - \xi_3) \cos \delta \left(\frac{2}{R(R + x_1 - \xi_1)} + \frac{4}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} + \frac{4\xi_3 x_3 (2Q + x_1 - \xi_1)}{Q^3(Q + x_1 - \xi_1)^2} \right) \cos \delta - \\
& - \sin \delta \frac{4x_3 \xi_3 Q (2Q + x_1 - \xi_1)}{Q^3(Q + x_1 - \xi_1)^2} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(x_2 - \xi_2)}{(h + x_3 + \xi_3)(h + Q)} - 3 \operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(r_3 - \xi)}{r_2 R} + \\
& + 6 \operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(q_3 + \xi)}{q_2 Q} + \frac{6}{\cos \delta} \operatorname{arctg} \frac{(k - q_2 \cos \delta)(Q + k) + (q_3 + \xi)k \sin \delta}{(x_1 - \xi_1)(q_3 + \xi) \cos \delta} + \\
& \left. + 6x_3 \frac{(\sin^2 \delta - \cos^2 \delta)(q_3 + \xi) + 2q_2 \cos \delta \sin \delta}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} + 6x_3 \frac{(x_1 - \xi_1) \sin^2 \delta}{Q(Q + q_3 + \xi)} \right] \Bigg|, \quad (2.1.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_3 = \frac{U}{12\pi} & \left[\sin\delta \left((x_2 - \xi_2) \left(\frac{2(x_3 - \xi_3)}{R(R + x_1 - \xi_1)} + \frac{4(x_3 - \xi_3)}{Q(Q + x_1 + \xi_1)} - \right. \right. \right. \\
& - 4\xi_3 x_3 (x_3 + \xi_3) \frac{2Q + x_1 - \xi_1}{Q^3(Q + x_1 - \xi_1)^2} \left. \left. \left. - 6\operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(x_2 - \xi_2)}{(h + x_3 + \xi_3)(h + Q)} + \right. \right. \right. \\
& + 3\operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(r_3 - \xi)}{r_2 R} - 6\operatorname{arctg} \frac{(x_1 - \xi_1)(q_3 + \xi)}{q_2 Q} \left. \left. \right) \cos\delta \left(\ln \frac{R + x_1 - \xi_1}{Q + x_1 - \xi_1} - \right. \right. \\
& - 2 \frac{(x_3 - \xi_3)^2}{R(R + x_1 - \xi_1)} - 4 \frac{(x_3 + \xi_3)^2}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} \left(1 + \xi_3 x_3 \frac{2Q + x_1 - \xi_1}{Q^2(Q + x_1 - \xi_1)} \right) + \frac{4\xi_3 x_3}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} \left. \right) + \\
& \left. \left. \left. + 6x_3 \left(\frac{2\cos\delta \sin\delta (q_3 + \xi) - q_2 (\sin^2\delta - \cos^2\delta)}{Q(Q + x_1 - \xi_1)} + \frac{(x_1 - \xi_1)}{Q(Q + q_3 + \xi)} \right) \right] \right] . \quad (2.1.15)
\end{aligned}$$

В этих уравнениях принято следующее обозначение:

$$f(\xi_1, \xi_3) = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d).$$

2.2. Поля деформаций и наклонов. Резкие изменения деформаций и наклонов при сильных землетрясениях

Как известно, тензор деформаций выражается через смещение (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц 1965) следующим образом:

$$U_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_k} \right). \quad (2.2.1)$$

Если подставить в это выражение компоненты поля смещений из уравнения (2.1.2.)-(2.1.7), то можно получить выражения, описывающие тензор деформации, вызванной возникновением вертикальной дислокации. Так как компоненты тензора деформации U_{31} и U_{32} представляют собой наклоны поверхности Земли, то мы будем иметь следующие выражения для определения наклонов и деформаций земной поверхности:

1. Случай а.

Для деформаций:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{x_2}{(R + \xi_3)^2} \left(1 - \frac{(x_1 - \xi_1)^2 (3R(R + \xi_3) - (3R + 4\xi_3)(3R + \xi_3))}{R^3(R + \xi_3)} \right) \right] , \quad (2.2.2)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u_1}{\partial x_2} = \frac{U_1}{8\pi} & \left[\frac{x_1 - \xi_1}{R} \left(\frac{4\xi_3}{x_2^2 - \xi_3^2} - \frac{7R + 8\xi_3}{(R + \xi_3)^2} - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{x_2^2 (3R(R + \xi_3) - (3R + 4\xi_3)(3R + \xi_3))}{R^2(R + \xi_3)^3} \right) \right] , \quad (2.2.3)
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x_1} = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{x_1 - \xi_1}{(R + \xi_3)^2} \left(1 - \frac{x_2^2(3R(R + \xi_3) - (3R + 4\xi_3)(3R + \xi_3))}{R^3(R + \xi_3)} \right) \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.4)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x_2} = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{x_2}{(R + \xi_3)^2} \left(1 - \frac{2(3R + 4\xi_3)}{R} - \frac{x_2^2(3R(R + \xi_3) - (3R + 4\xi_3)(3R + \xi_3))}{R^3(R + \xi_3)} \right) \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.5)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \frac{U_1}{8\pi} \left[2x_2\xi_3 \frac{R^2 + 4R\xi_3 + 2\xi_3^2}{R^3(R + \xi_3)^2} \right] \Bigg| \Bigg|. \quad (2.2.6)$$

Для наклонов:

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{x_2(x_1 - \xi_1)(R(R + \xi_3) - (R + 2\xi_3)(2R + \xi_3))}{R^3(R + \xi_3)^2} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.7)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{x_2(R(R + \xi_3) - (R + 2\xi_3)(2R + \xi_3))}{R^3(R + \xi_3)} + \frac{R + 2\xi_3}{R(R + \xi_3)} \right] \Bigg| \Bigg|. \quad (2.2.8)$$

2. Случай б.

Для деформаций:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = -\frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_3(x_1 - \xi_1)}{R^3} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.9)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_2} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{R^2 - x_2^2}{R^3} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.10)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x_1} = -\frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2^2}{R^3} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.11)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x_2} = -\frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2(x_1 - \xi_1)(2R^2\xi_3^2 - x_2^2\xi_3^2 - x_2^4)}{R^3(x_2^2 + \xi_3^2)^2} \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.12)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2\xi_3^2(x_1 - \xi_1)}{R} \left(\frac{1}{R^2(x_2^2 + \xi_3^2)} - \frac{1}{(x_1 - \xi_1)^2\xi_3^2 + x_2^2R^2} \right) \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.13)$$

Для наклонов:

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2\xi_3}{R} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{(x_1 - \xi_1)^2 + \xi_3^2} \right) \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (2.2.14)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{(x_1 - \xi_1)\xi_3}{x_2^2 + \xi_3^2} \left(\frac{\xi_3^2 - x_2^2}{R(x_2^2 + \xi_3^2)} + \frac{(x_1 - \xi_1)^2 + \xi_3^2}{R^3} + \frac{x_2^2 + \xi_3^2}{R((x_1 - \xi_1)^2 + \xi_3^2)} \right) \right] \Bigg| \Bigg|. \quad (2.2.15)$$

В вышеприведенных выражениях допускается, что пространство вокруг разлома однородно и, что смещение на разломе представляет собой постоянную величину по всей поверхности разлома.

ГЛАВА 3

ОСТАТОЧНЫЕ НАКЛОНЫ И ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ ПРИ НЕКОТОРЫХ БЛИЗКИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ

Исследование очагов землетрясений представляет собой одну из важнейших проблем сейсмологии. С этим вопросом связано определение величин, характеризующих остаточные поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли. Известно, что по современным представлениям очаги землетрясений могут быть двух типов – поверхностными (разрывными) или объемными. Поверхностный очаг – это две внутренние, касающиеся поверхности, из которых одна скользит по отношению к другой. Объемный очаг связан с внезапным расширением или сжатием некоторого трехмерного тела, называемого очаговой областью.

Применение методов упругой теории дислокаций дает возможность исследовать разломы в земной коре, а также возникновение поверхностей упругих дислокаций и их воздействие на поле смещений, деформаций и наклонов на поверхности Земли. Поскольку поверхность дислокации – это поверхность, на которой нарушается непрерывность смещений, то в этом смысле любой разлом в теле Земли можно охарактеризовать, как дислокацию огромных разломов.

В настоящей главе для исследования дислокационных эффектов проанализированы остаточные наклоны и деформации поверхности Земли, зарегистрированные в Тбилиси при близких землетрясениях.

3.1. Предварительные замечания

Внезапные изменения на записях приливорегистрирующих приборов (наклонометры, экстензометры, гравиметры), происходящие во время сильных землетрясений следует, вероятно, объяснить теми остаточными деформациями поверхности Земли, которые вызваны крупными разрывными нарушениями в верхних слоях земной коры в эпицентральной области и передающимися на большие расстояния.

Для исследования дислокационных эффектов и определения геометрических параметров очагов землетрясений были проанализированы остаточные изменения на записях приливорегистрирующей аппаратуры, вызванные землетрясениями, происшедшими в районе, который ограничивается координатами

$$\varphi = 41^{\circ}.13 - 41^{\circ}.43 \quad \text{с. ш.}$$

$$\lambda = 43^{\circ}.75 - 44^{\circ}.00 \quad \text{в. д.}$$

Этот район характеризуется высокой сейсмичностью и за 1967-1986 гг. там произошло несколько сильных (Дманисское $M=5.3$, Параванское $M=5.4$) и большое количество землетрясений с магнитудами 3.6 и выше.

В таблице 3.1.1. приводятся основные параметры наиболее сильных землетрясений, для которых в Тбилиси были зарегистрированы остаточные наклоны и деформации и, которые были использованы для определения смещений на дислокации и азимутов этих дислокационных поверхностей. В этой таблице приводятся также основные данные Спитакского ($7^h 41^m 7.X11.1988$ г.) землетрясения, для которого также были исследованы дислокационные эффекты.

Следует заметить, что бывает очень трудно получить качественную запись скачкообразных наклонов и деформаций, поскольку используемые при этом наклонометры и экстензометры относительно слабо реагируют на большие ускорения. Неодинаковые результаты получаются иногда и параллельными наклономерами. Однако высокая чувствительность и хорошее качество наблюдаемых материалов, а также близость очагов землетрясений (эпицентральное расстояние до Тбилиси 70-120 км) позволили зарегистрировать с достаточной степенью достоверности наклоны в Тбилиси даже от землетрясений с магнитудой $M=3.6$.

Используемые при этом фотоэлектрические наклонометры системы А.Е. Островского в разное время регистрировали наклоны с различной чувствительностью от 4.0 мсек дуги на мм записи до 0.22. В тех случаях, когда остаточные смещения регистрировались параллельными комплектами наклономеров, то результаты осреднялись.

Основные данные о землетрясениях

Табл. 3.1.1

№	Дата	φ с. ш.	λ в.д.	M	$\Delta\varphi_{с-ю}$ мсек	$\Delta\varphi_{в-з}$ мсек	$ \Delta\varphi $ мсек
01	$22^h 44^m 16.6.67$	41.4	44.0	3.6	1.0	---	1.0
02	$22^h 35^m 08.9.71$	41.26	44.0	4.5	3.16	9.0	9.0
03	$0^h 34^m 30.3.74$	41.4	43.98	3.9	6.0	5.2	7.9
04	$19^h 42^m 14.3.77$	41.4	44.0	4.2	4.44	0.84	4.6
05	$14^h 32^m 18.6.77$	41.83	43.88	4.0	1.6	8.0	8.16
06	$19^h 12^m 17.1.78$	40.85	44.4	3.8	1.0	1.1	1.49
07	$9^h 04^m 15.8.78$	41.13	44.0	4.6	4.4	6.0	7.44
08	$12^h 16^m 14.4.83$	41.28	43.45	4.0	5.2	10.0	11.27
09	$8^h 44^m 13.5.86$ Параванское	41.43	43.75	5.4	71.5	12.3	72.55
10	$7^h 41^m 7.12.88$ Спитакское	40.91	44.25	6.7	86.9	43.3	97.1

Данные таблицы 3.1.1 были использованы для вывода эмпирического соотношения, связывающего длину вектора остаточного наклона с магнитудой землетрясения M :

$$M=3.5+94 \lg |\Delta\varphi|.$$

Здесь принимается, что эпицентральное расстояние до Тбилиси для всех землетрясений, кроме Спитакского, одинаковое.

На рис. 3.1.1 приведен график зависимости между магнитудой землетрясения M и длиной вектора остаточного наклона $|\Delta\varphi|$.

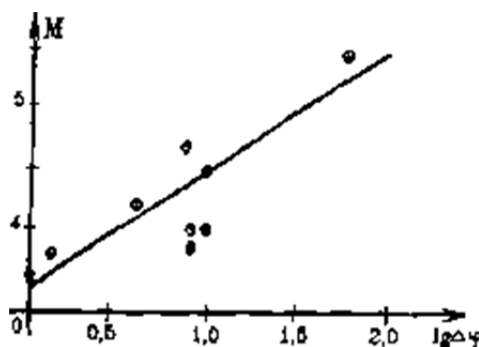


Рис. 3.1.1 График зависимости между магнитудой землетрясения и длиной вектора остаточного наклона

3.2. Наблюдения внезапных изменений на записях наклономеров во время сильных землетрясений

Известно, что дислокационная поверхность создает поле смещений в области, близкой к ней, хотя никаких внешних сил в момент возникновения дислокационной поверхности и после этого на среду не приложено. Оказалось, что поле смещений, вызванных сдвиговой дислокацией, эквивалентно полю смещений, вызванных системой двойных пар сил, приложенных к элементам поверхности дислокации. Используя этот принцип эквивалентности, мы получили выражения для полей смещений, вызванных возникновением поверхностей сдвиговых дислокаций.

Пусть имеется поверхность дислокации Σ , на которой расположена точка P . Допустим, что ν_1 нормаль к поверхности Σ в точке $P(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ и смещение в точке P равно:

$$\Delta U_k(P) = U_k^+ - U_k^-, \quad (k = 1,2,3), \quad (3.2.1)$$

где U_k^+ – смещение поверхности Σ^+ дислокации по отношению к начальному положению, а U_k^- – смещение поверхности Σ^- .

Если обозначить элемент поверхности Σ через $d\Sigma$, то можно получить выражение поля смещений вне дислокационной поверхности $Q(x_1, x_2, x_3)$ в том случае, когда эта дислокационная поверхность расположена в некотором полупространстве S , а точка Q – на свободной поверхности этого полупространства.

Если поверхность полупространства S совпадает с плоскостью $x_3=0$ и положительная часть оси x_3 направлена внутрь полупространства, то на поверхности S для нормальных компонент напряжения будем иметь:

$$\tau_{13} = \tau_{23} = \tau_{33} = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = 0,$$

и с учетом этих условий получим выражение тензора Грина W_{kl}^m для полупространства:

$$W_{kl}^m = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \left[\lambda \delta_{kl} \frac{\partial U_m^i}{\partial \xi_i} + \mu \left(\frac{\partial U_m^k}{\partial \xi_l} + \frac{\partial U_l^m}{\partial \xi_k} \right) \right], \quad (3.2.2)$$

Если подставить выражение W_{kl}^m в уравнение Вольтерра:

$$U_m(Q) = \iint_{\Sigma} \Delta U_k(P) W_{kl}^m(P, Q) v_l d\Sigma \quad (3.2.3)$$

и допустить, что рассматриваемая нами упругая дислокация Σ вертикальна, размещается в плоскости $\xi_2 = 0$ и имеет форму прямоугольника, то из формулы (3.2.3) можно вывести следующее выражение:

$$U_k(Q) = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \frac{U_3}{8\pi} \iint_{-Ld}^{Ld} \left(\frac{\partial U_k^3}{\partial \xi_2} + \frac{\partial U_k^2}{\partial \xi_3} \right) d\xi_1 d\xi_3 \quad (3.2.4)$$

для вертикального разлома со скольжением по падению.

В этих уравнениях принято, что: λ, μ - параметры Ляме;

δ_{ik} – символ Кронекера; $U_3 = \Delta U_k(P) = U_3^+ - U_3^- = \text{const}$ – смещение на дислокации;

$\frac{\partial U_k^m}{\partial \xi_l} + \frac{\partial U_l^k}{\partial \xi_m}$ – смещение в точке Q, вызванное двумя компланарными, взаимно перпендикулярными парами сил с моментами, приложенными в точке P.

Учитывая, что наклоны равны $\Delta \varphi_k = \frac{\partial U_3}{\partial x_k}$ ($k = 1, 2$) и подставляя выражения для

U_k^m в формулу (3.2.4), можно получить:

$$\frac{\partial U_3}{\partial X_1} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2 \xi_3}{S} \left(\frac{1}{S^2} + \frac{1}{(x_1 - \xi_1)^2 + x_2^2} \right) \right] \Bigg| \Bigg|, \quad (3.2.5)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial X_1} = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{\xi_3(x_1 - \xi_1)}{x_2^2 + \xi_2^2} \left(\frac{\xi_3^2 - x_2^2}{S(x_1^2 - \xi_3^2)} + \frac{(x_1 - \xi_1)^2 + \xi_3^2}{S^3} + \frac{x_2^2 + \xi_2^2}{S(((x_1 - \xi_1)^2 + x_2^2)} \right) \right] \Bigg| \Bigg|. \quad (3.2.6)$$

В этих выражениях принято, что $\lambda = \mu$, подвижка по разлому однородна, P находится на дислокационной поверхности, Q – на свободной поверхности полупространства, и знак $\Big| \Big|$ означает следующее:

$$f(\xi_1, \xi_1) = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d).$$

По вышеприведенным формулам были обработаны скачкообразные изменения наклонов поверхности Земли для следующих сильных землетрясений:

1. 22^h 35^m 08.09.1971 M=4.5 φ=41.26 λ=44.0 (Дманисское)
 Наклоны: 3.16 мсек к северу,
 9.00 мсек к востоку.
2. 0^h 34^m 30.03.1974 M=3.9 φ=41.4 λ=43.98
 Наклоны: 6.00 мсек к югу,
 5.20 мсек к западу.
3. 19^h 42^m 14.03.1977 M=4.2 φ=41.4 λ=44.0 (Дманисское)
 Наклоны: 4.44 мсек к северу,
 0.86 мсек к востоку.
4. 14^h 32^m 18.06.1977 M=4.0 φ=41.83 λ=43.88
 Наклоны: 1.6 мсек к северу,
 8.0 мсек к востоку.
5. 19^h 12^m 17.01.1978 M=3.8 φ=40.85 λ=44.4
 Наклоны: 1.0 мсек к югу,
 1.1 мсек к западу.
6. 9^h 04^m 15.08.1978 M=4.6 φ=41.13 λ=44.4
 Наклоны: 4.0 мсек к югу,
 6.0 мсек к западу.
7. 12^h 16^m 14.04.1983 M=4.0 φ=41.28 λ=43.45
 Наклоны: 5.2 мсек к северу,
 10.0 мсек к востоку.

На рис. 3.2.1 приводится копия записи скачкообразных наклонов для землетрясения от 8.9.71 г., а на рис. 3.2.2 – 3.2.7 приводятся вектора остаточных наклонов и направление на эпицентр для семи вышеперечисленных землетрясений.

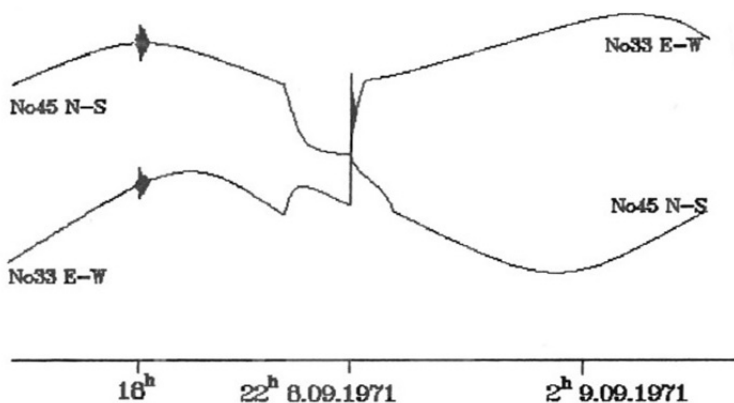


Рис. 3.2.1 Копия записи скачкообразных наклонов, вызванных Параванским землетрясением от 08.09.1971 г.

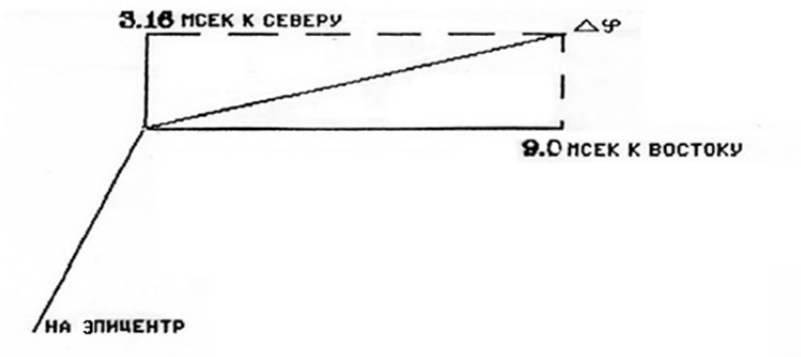


Рис. 3.2.2 Остаточный наклон для землетрясения 08.09.1971 г.



Рис.3.2.3 Остаточный наклон для землетрясения 30.03.1974 г.

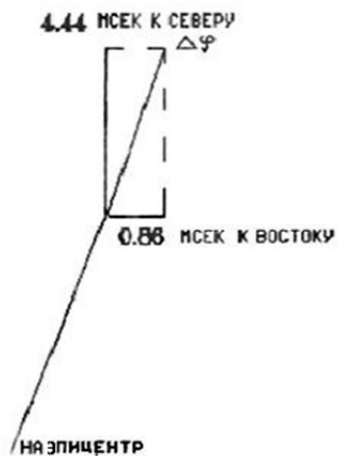


Рис. 3.2.4 Остаточный наклон для землетрясения 14.3.1977 г.

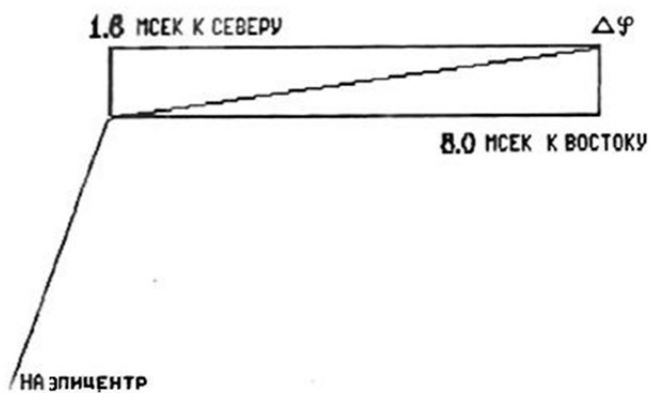


Рис. 3.2.5 Остаточный наклон для землетрясения 18.6.1977 г.



Рис. 3.2.6 Остаточный наклон для землетрясения 15.8.1978 г.

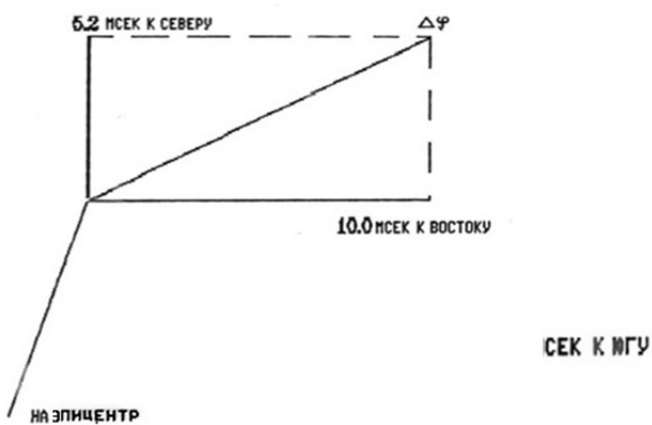


Рис. 3.2.7 Остаточный наклон для землетрясения 14.4.1983 г.

С использованием вышеприведенных данных для каждого из семи землетрясений была составлена система из двух уравнений с двумя неизвестными: U_3 – смещение на дислокационной поверхности и α – азимут разлома (поверхности дислокации), на котором произошло землетрясение. Согласно Ф.Прессу (Press F., 1965) здесь было принято, что $D \approx L \sim \sqrt[3]{E}$, где E – энергия землетрясения.

По сейсмическим данным были известны значения d и эпицентральных расстояния до Тбилиси. Предполагалось, что азимут направления на эпицентр из Тбилиси $\alpha = -110^\circ$.

Результаты определения смещения на дислокации и азимута разлома по наблюдениям над остаточными наклонами приведены в таблице 3.2.1:

Табл. 3.2.1

№	Дата	α	M	L=D (км)	U_3 (м)
1.	8.9.1971	120°	4.5	23.5	1.5
2.	30.3.1974	60°	3.9	20.0	0.29
3.	14.3.1977	60°	4.2	23.0	0.38
4.	18.6.1977	40°	4.0	23.0	0.3
5.	17.1.1978	60°	3.8	20.0	0.22
6.	15.8.1978	60°	4.6	25.0	0.1
7.	14.4.1983	70°	4.0	23.0	0.32

3.3. Скачкообразные наклоны и деформации поверхности Земли в Тбилиси, вызванные Параванским (13.5.1986) и Спитакским (7.12.1988) землетрясениями

а) Параванское землетрясение 13 мая 1986 года.

В 1986 году 13 мая 8^h44^m по Гринвичскому времени произошло землетрясение в районе озера Паравани (M=5.4, $\varphi=41.43$ с.ш., $\lambda=43.75$ в.д.).

Дислокационные эффекты, вызванные Параванским землетрясением, были зарегистрированы в подземной лаборатории земных приливов отдела геодинамики Института геофизики АН Грузии (Тбилиси) с помощью фотоэлектрических и жидкостного наклономеров, приливорегистрирующего гравиметра, вертикального экстензометра. Горизонтальные экстензометры N 66°5 E и N 30°W из-за малости эффекта не смогли зарегистрировать остаточную скачкообразную деформацию, вызванную этим землетрясением. Были просмотрены также записи фотоэлектрических наклономеров, регистрирующих наклоны поверхности Земли в районе Ингури ГЭС.

На рис. 3.3.1. приводится копия записи приливорегистрирующего гравиметра Gs-11 №166, на которой отчетливо видно остаточное смещение величиной +12 мкгал, вызванное Параванским землетрясением. Здесь же следует отметить, что в это же время вертикальный экстензометр зарегистрировал сжатие горных пород величиной $\epsilon_{гг}=1.0 \cdot 10^{-8}$.

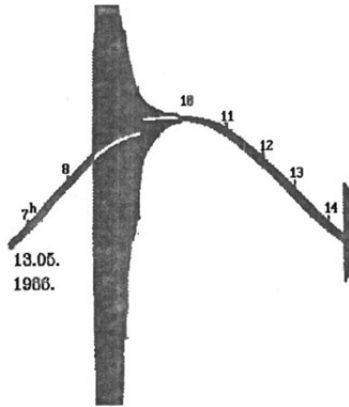


Рис. 3.3.1 Копия записи приливорегирующего гравиметра Параванского землетрясения

На рис. 3.3.2 приводится копия записи жидкостного уровня накломера, где отчетливо видны остаточные наклоны как от основного толчка, также и вызванные афтершоками.

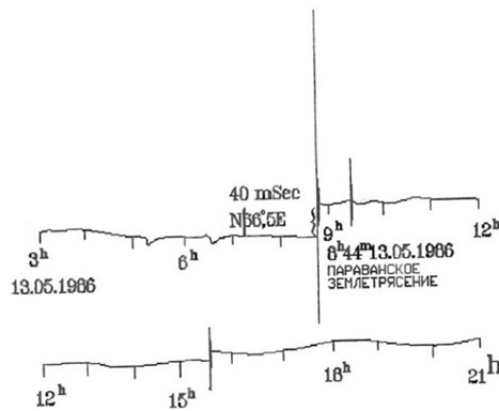


Рис. 3.3.2 Копия записи жидкостного накломера

На рис. 3.3.3 приводится копия записи фотоэлектрических наклономеров системы А. Е. Островского №45 и №33, регистрирующих наклоны в Тбилиси в направлениях С-Ю и В-З соответственно.

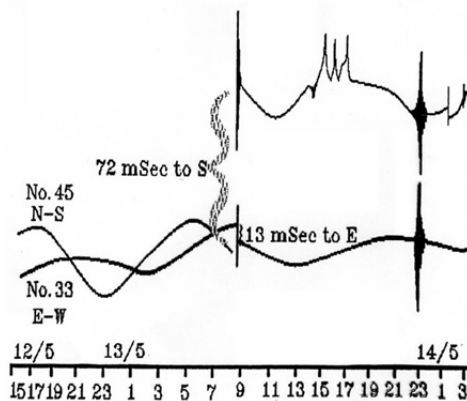


Рис. 3.3.3 Копия записи фотоэлектрических наклономеров.

Величины остаточных скачкообразных наклонов, которые были использованы для исследования дислокационных эффектов, следующие:

№45 (Тбилиси) С-Ю $\Delta\varphi_1 = 71.5$ мсек к северу;

№33 (Тбилиси) В-3 $\Delta\varphi_2 = 12.3$ мсек к западу;
 $\Delta\varphi = 72.6$ мсек.

$\Delta\varphi_{\text{жид.}} = 40$ мсек.

Район Ингури ГЭС:

N13 $\Delta\varphi_1 = 36.4$ мсек к югу;

N 12 $\Delta\varphi_2 = 24.0$ мсек к западу;
 $\Delta\varphi = 43.6$ мсек.

По этим материалам, с использованием формул (3.2.5) и (3.2.6) для каждой станции были составлены системы из двух уравнений с двумя неизвестными: U_3 – смещение на поверхности дислокации и α - азимута поверхности дислокации. Было принято, что $\lambda = \mu$.

По сейсмическим данным было получено значение $d = 10$ км. При вычислениях предполагалось, что:

Эпицентральные расстояния:

Для Тбилиси: 85 км;

Для Ингури ГЭС: 225 км;

Направления на эпицентр:

из Тбилиси: -110° ;

из Ингури ГЭС: -45° .

По этим данным оказалось, что смещение на дислокации, вызванное Параванским землетрясением составляет:

По данным фотоэлектрических наклономеров в Тбилиси

$U_3 = 0.54$ м.

По данным жидкостного наклономера

$U_3 = 0.24$ м.

По данным фотоэлектрических наклономеров на Ингури ГЭС

$U_3 = 0.43$ м.

Азимут дислокационной поверхности $\alpha = -60^\circ$.

По нашему мнению расхождение данных по фотоэлектрическим и жидкостным наклономерам вызвано тем, что направление жидкостного наклономера не совпадает с главными направлениями и, для решения системы уравнений пришлось рассматривать проекции наклона на главных осях.

На рис. 3.3.4 приведены величины остаточных наклонов как для Тбилиси, так и для Ингури ГЭС (в условных единицах), а также предполагаемое смещение поверхности дислокации в очаге землетрясения.

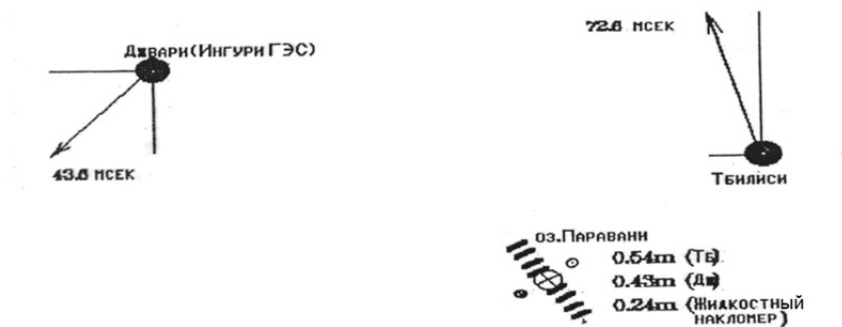


Рис. 3.3.4 Остаточные наклоны в Тбилиси и на Ингури ГЭС при Параванском землетрясении

Б) Спитакское землетрясение 7 декабря 1988 года.

В 1988 году 7 декабря в 7^h41^m по Гринвичскому времени произошло землетрясение в районе г. Спитак (Армения) ($M=6.7$, $\varphi=40.91$ с.ш., $\lambda=44.25$ в.д.).

Дислокационные эффекты, вызванные этим землетрясением, были зарегистрированы в Тбилиси с помощью следующих приливоизмерительных приборов:

приливорегирующего гравиметра +32 мкгал;

фотоэлектрических наклономеров:

№15 С-Ю $\Delta\varphi_1 = 86.9$ msec к югу,

№85 В-З $\Delta\varphi_2 = 43.3$ msec к востоку,

$\Delta\varphi = 97.1$ msec.

Трехкомпонентным кварцевым экстензометром:

N 66 °.5 E $\epsilon_{N66^\circ.5 E} = 78 \cdot 10^{-8}$ растяжение,

N 30 ° W $\epsilon_{N30^\circ W} = 4.94 \cdot 10^{-9}$ растяжение,

Вертикальным $\epsilon_{zz} = 5.75 \cdot 10^{-9}$ сжатие;

На рис. 3.3.5 приведена копия записи приливорегирующего гравиметра.

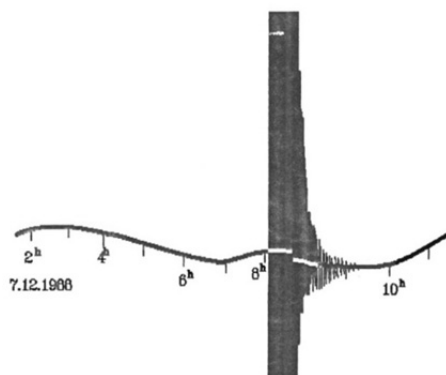


Рис. 3.3.5 Копия записи приливорегирующего гравиметра при Параванском землетрясении

На рис.3.3.6 приведены копии записей фотоэлектрических наклономеров, на которых видны скачкообразные наклоны, вызванные Спитакским землетрясением.

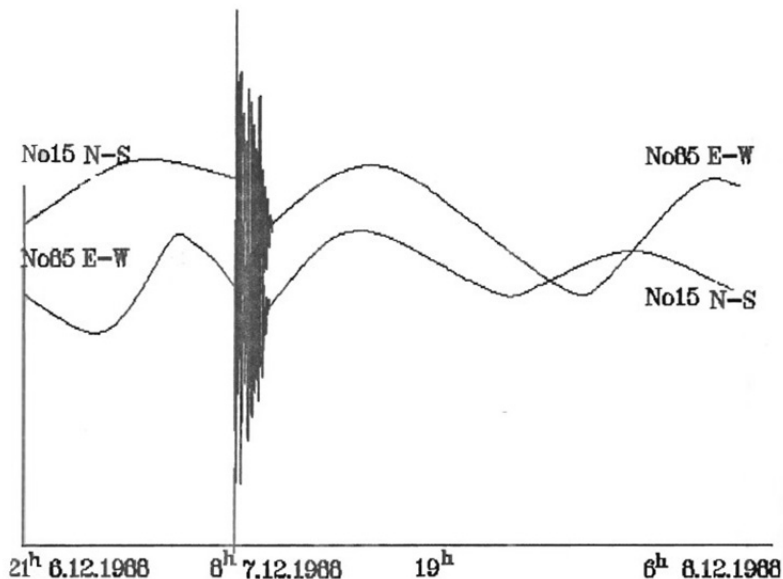


Рис.3.3.6 Копия записи фотоэлектрических наклономеров при Параванском землетрясении

Используя вышеприведенные данные были определены смещение на дислокационной поверхности U_3 и ее азимут α .

Вычисления проводились для разных значений d , D , L и были получены следующие результаты:

- | | | | |
|----|-----------------|----------------|----------------------|
| 1. | $d_1 = 20$ км, | $D_1 = 50$ км, | $L_1 = 25$ км. |
| | $U_3 = 23$ м | | $\alpha = 115^\circ$ |
| 2. | $d_2 = 4$ км, | $D_2 = 30$ км, | $L_2 = 45$ км. |
| | $U_3 = - 2,8$ м | | $\alpha = 115^\circ$ |
| 3. | $d_3 = 2$ км, | $D_3 = 20$ км, | $L_3 = 30$ км. |
| | $U_3 = - 4,6$ м | | $\alpha = 115^\circ$ |

Значения d_1 были взяты из оперативного сейсмического бюллетеня, которые впоследствии были пересмотрены и изменены.

На рис. 3.3.7 приведены векторные диаграммы остаточных наклонов и деформаций, вызванных Спитакским землетрясением и зарегистрированных в Тбилиси. Там же указано предполагаемое смещение поверхности дислокации в очаге землетрясения.

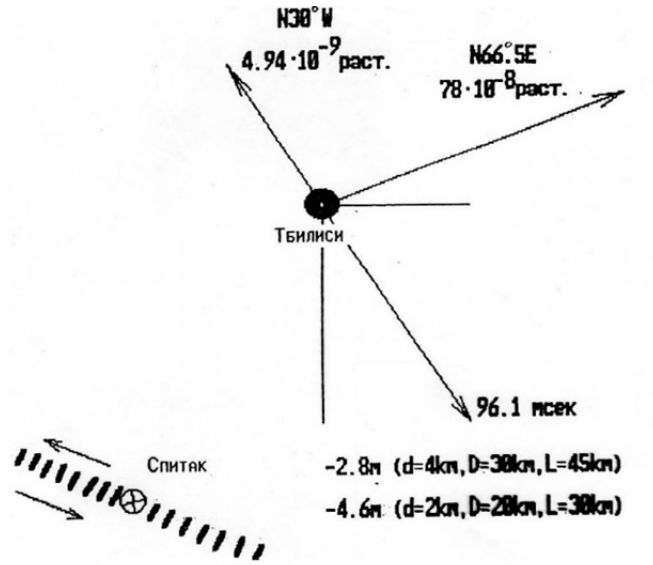


Рис.3.3.7 Остаточный наклон в Тбилиси при Спитакском землетрясении

В заключение следует отметить, что поля смещений достаточно велики, чтобы определить их значения на больших расстояниях и применение теории дислокации позволяет вычислить остаточные смещения на поверхности дислокации, вызванные сильными землетрясениями.

ГЛАВА 4

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

В главе рассмотрены вопросы, связанные с вычислением величины деформационной энергии земной коры, которая высвобождается при образовании трещин. По наблюдениям за внезапными изменениями на записях экстензометров эти скачки позволяют оценить энергию землетрясения, которая расходуется на разрушение среды вокруг эпицентра и изменение поля напряжения земной коры.

По наблюдениям с помощью приливорегистрирующего гравиметра оценены причины скачкообразного изменения силы тяжести при сильных землетрясениях.

В этой же главе приводятся результаты анализа приливных наклонов по материалам регистрации жидкостного наклономера.

4.1. Деформационная энергия земной коры, высвобождаемая при сильных землетрясениях

Известно, что земная кора может разрушиться, если деформации в ней достигнут определенного предела. Лабораторные эксперименты дают значение 10^{-3} или выше. Цубой (Tsuboi G., 1965) проанализировал деформации коры, сопутствующие различным сейсмическим событиям и оценил предельную деформацию как $(1 \div 2) \cdot 10^4$. До этого предела земная кора деформируется упруго, но не разрушается. Расхождение этого значения по сравнению с лабораторными данными, по-видимому, объясняется тем, что реальная земная кора содержит множество трещин и разломов, что уменьшает ее прочность. Оказалось, что если использовать величину скачкообразной деформации, можно вычислить величину изменения деформационной энергии земной коры.

Рассмотрим какое-нибудь упругое тело и предположим, что его состояние меняется так, что тензор деформации u_{ik} изменяется на малую величину δu_{ik} . Тогда работа, необходимая для изменения тензора деформации на эту малую величину, выражается следующей формулой (Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, 1965):

$$\delta A = -\tau_{ik} \delta u_{ik}, \quad (4.1.1)$$

где u_{ik} - тензор деформации, а τ_{ik} - тензор напряжения.

Для тензора напряжения имеем:

$$\tau_{ik} = k u_{ll} \delta_{ik} + 2\mu \left(u_{ik} + \frac{1}{3} \delta_{ik} u_{ll} \right) \quad (4.1.2)$$

или

$$\tau_{ik} = 2\mu \left(u_{ik} + \frac{\sigma}{1-2\sigma} \delta_{ik} u_{ll} \right), \quad (4.1.3)$$

где $k = \lambda + \frac{2}{3}\mu$, λ , μ - параметры Ламе, σ - коэффициент Пуассона, δ_{ik} - символ Кронекера.

Если подставить (4.1.3) в (4.1.1), то можно получить следующее выражение:

$$\delta A = - \left(2\mu u_{ik} \delta u_{ik} + \frac{2\sigma\mu}{1-2\sigma} \delta_{ik} u_{ll} \delta u_{ik} \right). \quad (4.1.4)$$

Известно, что любой симметричный тензор соответствующим выбором координатной системы можно привести к диагональному виду. С учетом вышесказанного и того, что работа, определяемая выражением (4.1.1), расходуется на изменение упругой энергии земной коры δE , можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \delta E = \mu \left[\frac{\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 + \delta u_{11}^2 + \delta u_{22}^2 + \right. \\ \left. + \delta u_{33}^2 + 2(\delta u_{12}^2 + \delta u_{23}^2 + \delta u_{31}^2) \right], \quad (4.1.5) \end{aligned}$$

Так как u_{ik} представляет собой симметричный тензор, то если привести u_{ik} к диагональному виду, т.е. допустить, что:

$$u_{12} = u_{23} = u_{31} = 0,$$

то можно получить:

$$\begin{aligned} \delta E = \mu \left(\frac{\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 + (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 - \right. \\ \left. - 2(\delta u_{11} \delta u_{22} + \delta u_{22} \delta u_{33} + \delta u_{33} \delta u_{11}) \right), \quad (4.1.6) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \delta E = \mu \left(\frac{1-\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 + \right. \\ \left. + 2(\delta u_{11} \delta u_{22} + \delta u_{22} \delta u_{33} + \delta u_{33} \delta u_{11}) \right), \quad (4.1.6') \end{aligned}$$

Если в (4.1.6) обозначить $e_i = \delta u_{ii}$, то окончательно получим (Ozava I. 1965):

$$\delta E = \mu \left(\frac{1-\sigma}{1-2\sigma} (e_1 + e_2 + e_3)^2 - 2(e_1 e_2 + e_2 e_3 + e_3 e_1) \right). \quad (4.1.7)$$

Если в (4.1.7) допустить, что $\sigma = 0.25$ и $|e|_{\max}$ - максимальное значение среди основных компонент деформации, то получим:

$$\delta E = 1,5\mu |e|_{\max}^2, \quad (4.1.8)$$

если $e_1 = e_2 = e_3 = |e|$, то:

$$\delta E = 7,5\mu|e|^2 .$$

Известно, что распределение деформационной энергии в земной коре вокруг эпицентра землетрясения имеет следующий вид:

$$E(r) = ar^{-4} , \quad (4.1.10)$$

где r – гипоцентрическое расстояние, a – специфическая константа, характеризующая данное землетрясение. Для определения этой константы рассмотрим область вокруг гипоцентра, в которой произошли разрушения. Известно, что (Tsuboi G., 1964) максимально возможное приращение упругой энергии в земной коре в единице объема оценивается в

$$E_0 = 10^{-3} \text{ Дж/м}^3 . \quad (4.1.11)$$

Это позволяет определить радиус разрушенной области r_0 и величину a :

$$r_0 = \sqrt[4]{\frac{a}{E_0}} , \quad (4.1.12)$$

$$a = E_0 r_0^4 . \quad (4.1.13)$$

Таким образом, если на эпицентральной расстоянии r приращение упругой энергии земной коры в единице объема равно E_0 и, если допустить, что E_0 не зависит от направления из эпицентра, то для относительно неглубокого землетрясения можно написать:

$$E_{\text{полное}} = \iiint_{00r_0}^{2\pi\pi\infty} Er^2 \sin\theta' dr d\theta' d\varphi + \frac{2}{3} \pi r_0^3 E_0 , \quad (4.1.14)$$

где φ – азимут, θ угловая глубина элемента объема dv .

После интегрирования выражения (4.1.14) получим:

$$E_{\text{полное}} = \frac{14}{3} \pi r_0^3 E_0 . \quad (4.1.14)$$

Используя выражения (4.1.9), (4.1.10) и (4.1.15) получим величину приращения полной деформационной энергии в земной коре, которая высвобождается при землетрясении:

$$a = Er^4 = 1,5\mu|e|_{\text{max}}^2 r^4 , \quad (4.1.16)$$

$$r_0 = r \sqrt[4]{\frac{1,5\mu|e|_{\text{max}}^2}{E_0}} , \quad (4.1.17)$$

$$E_n = \frac{14}{3} \pi r^3 \sqrt[4]{\frac{1,5^3 \mu^3 |e|_{\text{max}}^6 E_0^4}{E_0^3}} = \frac{14}{3} \pi r^3 |e|_{\text{max}}^{\frac{3}{2}} \sqrt[4]{(1,5\mu)^3 E_0} . \quad (4.1.18)$$

Если в (4.1.18) подставить следующие значения E_0 и модуля жесткости μ :
 $E_0=10^3$ дж/м³, $\mu=5 \cdot 10^{10}$ н/м²,
 то мы можем получить:

$$E_n = 118.15512 \cdot 10^8 r^3 |e|_{\max}^{3/2}. \quad (4.1.19)$$

С помощью формулы (4.1.19) были оценены величины высвобожденной энергии для двух сильнейших близких землетрясений и получены следующие результаты:

1. Параванское землетрясение 13.5.1986 г.

$\varphi=41^\circ 43' N$, $\lambda=43^\circ 45' E$, $\Delta T\delta=90$ км,

$M=5.4$ ($k=13.66$), $E_{\text{по "К"}}=4.47 \cdot 10^{13}$ дж.

Наблюденные величины остаточных деформаций:

$$e_{N66^0,5E} = 0$$

$$e_{N30^0,W} = 0$$

$$e_{zz}=1.0 \cdot 10^{-8} \quad (\text{сжатие})$$

$$E_n=7.26 \cdot 10^{12} \text{ дж}$$

$$K_{\text{по "En"}}=12.79$$

2. Спитакское землетрясение 7.12.1988 г.

$\varphi=40^\circ.91 N$, $\lambda=44^\circ.25 E$, $\Delta T\delta=110$ км,

$M=6.7$ ($k=15.93$), $E_{\text{по "К"}}=8.51 \cdot 10^{15}$ дж.

Наблюденные величины остаточных деформаций:

$$e_{N66^0,5E} = 78 \cdot 10^{-8} \quad (\text{растяжение})$$

$$e_{N30^0,W} = 4.9 \cdot 10^{-9} \quad (\text{растяжение})$$

$$e_{zz} = 5 \cdot 75 \cdot 10^{-9} \quad (\text{сжатие})$$

$$E_n=8.14 \cdot 10^{15} \text{ дж,}$$

$$K_{\text{по "En"}}=15.91.$$

Эти результаты показывают, что значения E_n , полученные по экстензометрическим материалам наблюдаемых остаточных деформаций достаточно близки к значениям, которые были получены с помощью сейсмических данных (по M или K).

4.2. Остаточные изменения нуля приливорегирующего гравиметра при сильных землетрясениях

В момент нескольких сильных землетрясений на записях приливорегирующего гравиметра Gs-11 (№166), установленного в указанной выше подземной лаборатории, наблюдались остаточные изменения нуля, которые по нашему мнению могут быть связаны с возникновением подвижки на разломе в очаге землетрясения.

Эти резкие скачкообразные изменения в показаниях гравиметра – назовем их условно изменением силы тяжести, по-видимому могут быть вызваны следующими причинами:

1. Перемещением точки наблюдения в вертикальном направлении вдоль радиуса относительно центра тяжести Земли.
2. Перемещением точки наблюдения в горизонтальном направлении или перераспределением масс в теле Земли непосредственно под районом наблюдения.
3. Изменением плотности притягивающих масс, находящихся непосредственно под точкой наблюдения.

Если допустить, что изменение силы тяжести, вызванное подвижками на разломе в очаге сильного землетрясения зависит только от высоты точки наблюдения над уровнем моря, то это изменение можно записать следующим образом:

$$\Delta G = G' - G = fM \left[\left(1 - \frac{U_3}{R} \right)^{-2} - 1 \right] \frac{1}{R^2} \quad (4.2.1)$$

После простых преобразований, если учесть, что $R \gg U_3$ и

$$\left(1 - \frac{u_3}{R} \right)^{-2} = 1 + \frac{2u_3}{R},$$

можно получить:

$$\Delta G = \frac{fM}{R^2} \frac{2u_3}{R} = g_0 \frac{2u_3}{R}. \quad (4.2.2)$$

В (4.2.1) и (4.2.2) приняты следующие обозначения :

R – радиус Земли;

U_3 – вертикальное смещение точки наблюдения;

f – гравитационная постоянная;

M – масса Земли;

G – сила тяжести в точке наблюдения перед землетрясением;

G' – сила тяжести после землетрясения.

Вертикальное смещение в точке наблюдения можно определить, основываясь на выражения, полученные в § 2.1. Мы имеем следующие формулы:

1. Случай а. (strike-slip):

$$u_3 = \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{2x_2(R + 2\xi_3)}{R(R + \xi_3)} \right] \Bigg| \Bigg| \Bigg| . \quad (4.2.3)$$

2. Случай б. (dip-slip):

$$u_3 = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2 \xi_2 (x_1 - \xi_1)}{R(x_2^2 + \xi_3^2)^2} + \arctg \frac{x_2 R}{\xi_3 (x_1 - \xi_1)} \right] \Bigg| \Bigg| \Bigg| . \quad (4.2.4)$$

Если подставить выражения (4.2.3) и (4.2.4) в формулу (4.2.2), то можно получить теоретические выражения, определяющие изменение силы тяжести в точке наб-

людения ΔG_T , вызванное только вертикальным перемещением точки наблюдения при сильном землетрясении. Эти выражения имеют следующий вид:

1. Случай а.

$$\Delta G_T = \frac{fM}{\rho^2} - \frac{fM}{\left(\rho + \frac{U_1}{8\pi} \left[\frac{2x_2(R + 2\xi_3)}{R(R + \xi_3)} \right] \right)^2}. \quad (4.2.5)$$

2. Случай б.

$$\Delta G_T = \frac{fM}{\rho^2} - \frac{fM}{\left(\rho + \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{x_2 \xi_2 (x_1 - \xi_1)}{R((x_2^2 + \xi_3^2)^2} + \arctg \frac{x_2 R}{\xi_3 (x_1 - \xi_1)} \right] \right)^2}. \quad (4.2.6)$$

Обозначим наблюдаемое изменение силы тяжести через ΔG_H . Тогда можно определить коэффициент η , который представляет собой соотношение вычисленного теоретически с помощью уравнений (4.2.5) или (4.2.6) и наблюдаемого значения резкого изменения силы тяжести, вызванного возникновением подвижек в области очага во время сильного землетрясения:

$$\eta = \frac{\Delta G_H}{\Delta G_T}. \quad (4.2.7)$$

По вышеприведенным соотношениям (4.2.2), (4.2.5), (4.2.6) были вычислены ΔG_T для Параванского (13.5.1986) и Спитакского (7.12.1988) землетрясений. Оказалось, что

$$\begin{aligned} \Delta G_T &= +30 \text{ мкГал} \quad (\text{Параванское землетрясение}), \\ \Delta G_T &= +42 \text{ мкГал} \quad (\text{Спитакское землетрясение}). \end{aligned}$$

Знак „+” соответствует росту ускорения силы тяжести.

По наблюдениям на гравиметре были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned} \Delta G_H &= +12 \text{ мкГал} \quad (\text{Параванское землетрясение}), \\ \Delta G_H &= +32 \text{ мкГал} \quad (\text{Спитакское землетрясение}). \end{aligned}$$

Так как в изменения вносят свой вклад не только вертикальные перемещения поверхности Земли, то разницу между ΔG_H и ΔG_T можно объяснить также и перемещением масс в районе землетрясения и под точкой наблюдения. Величину η можно определить, как коэффициент, характеризующий неоднородность горных пород вокруг эпицентра землетрясения и перемещение масс под точкой наблюдения, происшедшее в результате сильного землетрясения.

ГЛАВА 5

ПРИЛИВЫ И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

5.1. Собственные колебания Земли

С помощью разработанных емкостных преобразователей было зарегистрировано несколько сильных землетрясений. Приведена запись тбилиским деформографом (компонента N 66.5° E) землетрясения 22 июня 1977 года южнее островов Тонга в районе глубоководного желоба. Данные о землетрясениях приведены ниже в табл. 5.1.1:

Табл. 5.1.1

Дата	Время в очаге Час-мин-сек	Координаты эпицентра				
		φ	λ	M	h, км	Δ°
22.06.77	12-08-30	22.9°S	176.0°E	7.9	65	141.2

Запись землетрясения 22 июня 1977 года была проанализирована с целью выделения собственных колебаний Земли, которая приведена на рис. 5.1.1.

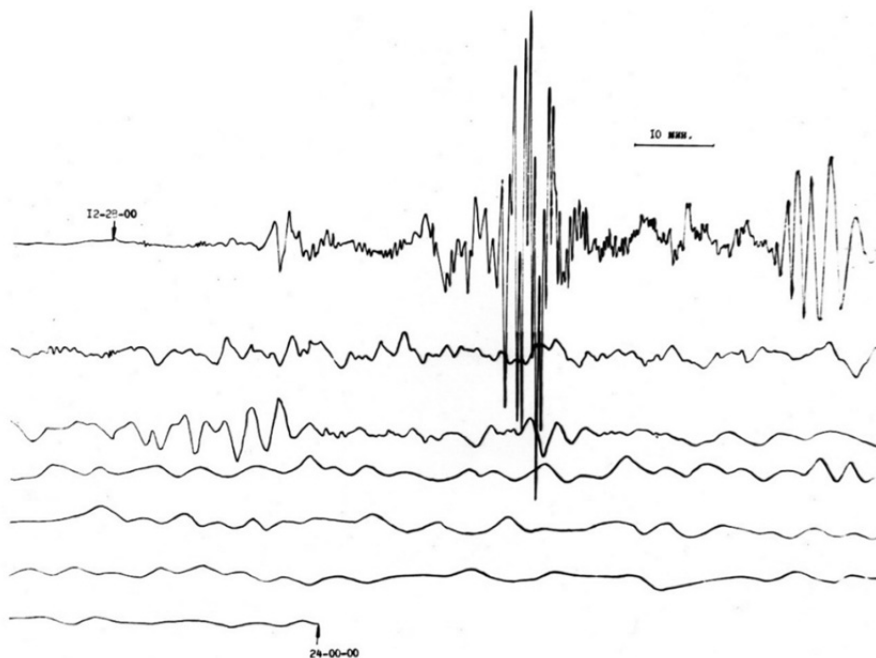


Рис. 5.1.1 Запись землетрясения 22 июня 1977 года южнее островов Тонга (M = 7.9, Δ = 141.2°, h = 65 км) компонентой N 66.5° E деформометра в Тбилиси

Для обработки данных на ЭВМ начальный участок записи землетрясения, содержащий все еще интенсивные колебания с периодами в 20-30 с, оцифровали на полуавтоматической установке для цифровки сейсмограмм (УЦС) с шагом $\Delta t_1^1 = 2.46$ с. Затем с помощью программы ИНТЕР шаг дискретизации Δt_1^1 преобразовали в $\Delta t_1 = 2$ с, после чего полученный временной ряд пропустили через цифровой фильтр низких частот, с частотой среза 0.01 Гц и для дальнейшего анализа оставили каждую пятую точку отфильтрованного временного ряда ($\Delta t = 5$, $\Delta t_1 = 10$ с). Дискретизация остального ряда осуществлялась вручную с шагом $\Delta t = 10$ с.

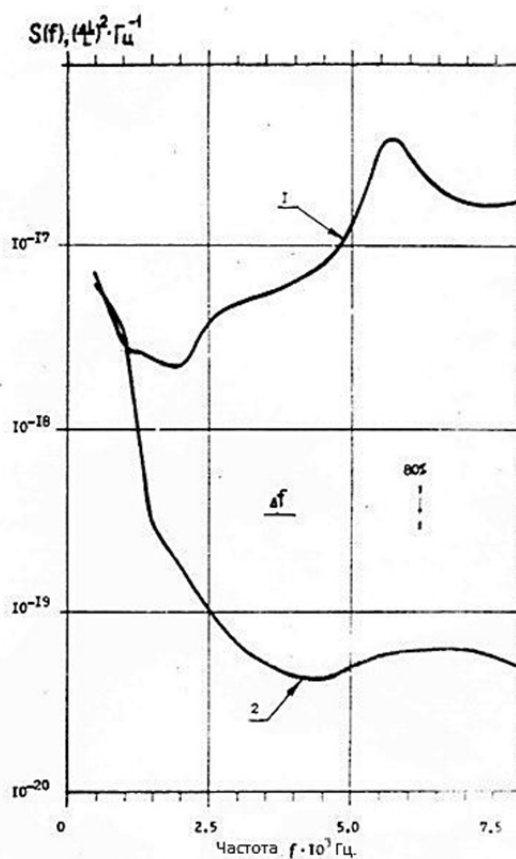
Для сопоставления результатов анализа в работе использовалась запись этого землетрясения сейсмическим каналом модернизированного гравиметра Ла Коста-Ромберга, установленного в Гарме $\Delta_{\text{грм}} = 122.1^\circ$. Гравиметр имеет два канала регистрации для отдельной записи земных приливов и сейсмических колебаний. Сейсмическая часть выходного сигнала емкостного датчика гравиметра выделяется полосовым фильтром с частотами среза $0.3 \cdot 10^{-3}$ и $15 \cdot 10^{-3}$ Гц, после чего поступает на аналого-цифровой преобразователь.

Для выделения собственных колебаний Земли запись землетрясения деформометром была подвергнута спектральному анализу. Начальная точка анализируемого интервала соответствовала времени прихода на станцию группы поверхностных волн, распространяющихся по кратчайшему пути со скоростью 4.4 км/с. Длительность анализируемого интервала выбиралась следующим образом. Сначала визуально определили область, в которой амплитуды сейсмических деформаций затухли до уровня шумов, предшествующих землетрясению: 10÷14 часов после выбранной начальной точки.

Затем рассчитывался спектр мощности 10-часового спокойного участка, предшествующего землетрясению (рис.5.1.2, кривая 2). Далее вычислялись спектры мощности часовых интервалов записи внутри указанной области 10÷14 часов. Оказалось, что уже для интервала 11-12 часов после начальной точки спектр мощности упал до уровня шумов, предшествующих землетрясению. Поэтому для выделения собственных колебаний Земли была взята запись длительностью 11 часов. Её сглаженный спектр мощности (рис.5.1.2, кривая 1) позволил оценить отношение сигнала к шуму в рассматриваемом диапазоне периодов. В области периодов 130 с мощность сейсмического сигнала в 150 раз превышает мощность шума. Величина отношения увеличивается до 10^3 в области периодов 180÷200 с, а затем быстро падает, и в районе 800÷1000 с достигает единицы. Таким образом, надежное выделение собственных колебаний Земли возможно до периодов порядка 800 с.

Амплитудный спектр 11- часовой записи землетрясения в диапазоне частот $(0.5+7) \cdot 10^{-3}$ Гц представлен на рис. 5.1.3. В спектре ясно видны пики, соответствующие основным тонам собственных колебаний Земли. На частотах $f > 2 \cdot 10^{-3}$ Гц, на которых отношение сейсмического сигнала к шуму много больше единицы, наблюдается модуляция амплитудного спектра. Период модуляции соответствует обратной величине времени запаздывания релеевской волны R_2 относительно R_1 .

Рис. 5.1.2 Сглаженные спектры мощности записи землетрясения 22 июня 1977 года южнее островов Тонга (1) и спокойного участка, предшествующего землетрясению (2). Δf – ширина полосы частот спектрального окна, стрелками указан 80%-ный доверительный интервал оценки спектральной плотности мощности на данной частоте



По визуальной оценке уровень сейсмического сигнала на записи гравиметра примерно в течение 35 часов выше уровня шумов, предшествующих землетрясению. Для получения спектров с одинаковой разрешенностью, длительность анализируемой записи гравиметра была выбрана, как и в случае деформометра, равной 11 часам. Начальная точка временного ряда взята после прихода волны R_2 . Это вызвано тем, что из-за недостаточного динамического диапазона и малой частоты опроса сейсмического канала регистрации волны R_1 и R_2 записаны с искажениями. Амплитудный спектр записи гравиметра показан на рис. 5.1.3 пунктирной линией. Модуляция, которая видна в спектре деформометрической записи, в данном случае слабо выражена. Это связано с меньшей интенсивностью релеевских волн с индексами $n \geq 3$ относительно волн R_1 и R_2 .

Положения максимумов в спектрах записей деформометра и гравиметра на периодах $T < 640$ с практически совпадают. Различие в огибающих спектров обусловлено разными значениями соответствующих сферических функций, определяющих закон распределения амплитуд собственных колебаний Земли на её поверхности.

В таблице 5.1.2 даны значения периодов гармоник собственных колебаний Земли, выделенных по записям деформометра и гравиметра. Здесь же приведены средние значения периодов собственных колебаний, определенных по записям 4 сильных

землетрясений длиннопериодными вертикальными сейсмографами Пресса-Юинга и СДС-300 в Обнинске (Ландер и др.,1974). Из таблицы видно, что с помощью деформометра и гравиметра удалось выделить сфероидальные колебания с более длинными периодами, чем по сейсмометрическим наблюдениям. По деформометрическим данным выделено несколько тороидальных тонов собственных колебаний Земли. Худшее выделение тороидальных тонов по сравнению со сфероидальными может объясниться диаграммой направленности компоненты деформометра N66.°5E. Азимут со станции на эпицентр составил 74°, и поэтому диаграмма направленности этой компоненты обеспечила регистрацию продольных колебаний практически без ослабления, в то время как чувствительность к поперечным колебаниям была почти в 8 раз ниже.

Табл. 5.1.2

Тип колебаний	T_d	\bar{T}_c	T_r	\bar{T}
1	2	3	4	5
0 ^T 5	1102			1075.97
0 ^S 6	967		963.76	963.17
0 ^T 6	938			925.83
0 ^T 7	835			819.31
0 ^S 7	790		811.08	811.45
0 ^T 8	727			736.86
0 ^T 9	660			671.80
0 ^S 9	635.03		632.58	633.95
0 ^S 10	583.75		580.99	580.08
0 ^S 11	536.59		537.18	536.56
0 ^S 12	501.55	502.220		502.18
0 ^S 13			473.52	473.14
0 ^S 14	448.46	448.67(1)	447.65	448.28
0 ^S 15	426.67	426.13(1)		426.24
0 ^S 16	407.56	406.52(1)	406.55	406.77
0 ^S 17	389.47	390.20(3)	398.17	389.31
0 ^S 18		374.68(2)		373.89
0 ^S 19	360.35	360.23(2)	361.68	360.20
0 ^S 20	348.10	347.21(2)	347.86	347.82
0 ^T 21	344.20			345.82
0 ^S 21	335.73	336.21(2)	336.43	336.00
0 ^T 22	332.10			332.57
0 ^S 22	325.51	325.18(2)	325.73	325.31
0 ^S 23	315.48	315.39(3)	315.07	315.43

Тип колебаний	T_d	\overline{T}_c	T_r	\overline{T}
1	2	3	4	5
0^S24	306.05	306.62(3)	306.24	306.25
0^S25	297.53	297.81(3)	298.43	297.71
0^S26	289.47	289.81(3)	289.98	289.69
0^S27		282.33(4)	282.48	282.34
0^S28	274.59	275.39(3)	273.98	275.06
0^S29	268.29	268.64(4)		268.44
0^S30	262.00	262.20(3)	262.14	262.15
0^S31	256.00	256.05(4)	256.80	256.00
0^S32	250.52	250.47(4)	249.75	250.00
0^S33		244.77(4)	244.90	244.95
0^S34	239.29	239.88(2)	239.53	239.70
0^S35	234.50	234.60(3)	235.06	234.69
0^S36	229.68	230.02(1)	229.47	229.74
0^S37		225.14(3)	225.68	225.16
0^S38		221.02(3)	220.80	220.62
0^S39	216.33	216.45(1)	216.15	216.43
0^S40	212.22	212.32(2)	212.50	212.31
0^T38	209.87			209.83
0^S41	208.09	208.45(1)		208.05
0^S42	204.12	204.52(4)	204.54	204.57
0^S43		201.16(1)	201.03	200.93
0^S44	197.08	197.40(2)	197.16	197.19
0^S45	193.16	194.18(2)	193.66	194.03
0^S46	190.07	190.52(2)	190.51	190.59
0^S47	187.03	187.51(2)	187.89	187.43
0^S48	183.95	184.49(2)		184.25
0^S49	180.70	181.56(3)	181.44	181.30
0^S50	178.09	178.27(3)	178.09	178.35
0^S51	175.41	175.37(1)		175.84
0^S52	172.82	172.79(1)		173.10

Для периодов $T < 640$ с. (рис.5.1.3) результаты хорошо согласуются с обобщенными данными мировых наблюдений собственных колебаний Земли (Dziwonski, Gilbert, 1972). В области более длинных периодов уменьшение отношения сигнала к шуму приводит к появлению случайных максимумов, смещению положения пиков, соответствующих собственным колебаниям Земли, на оси частот. Кроме того, здесь становится существенной погрешность определения положения максимумов из-за недостаточной разрешенности спектра.

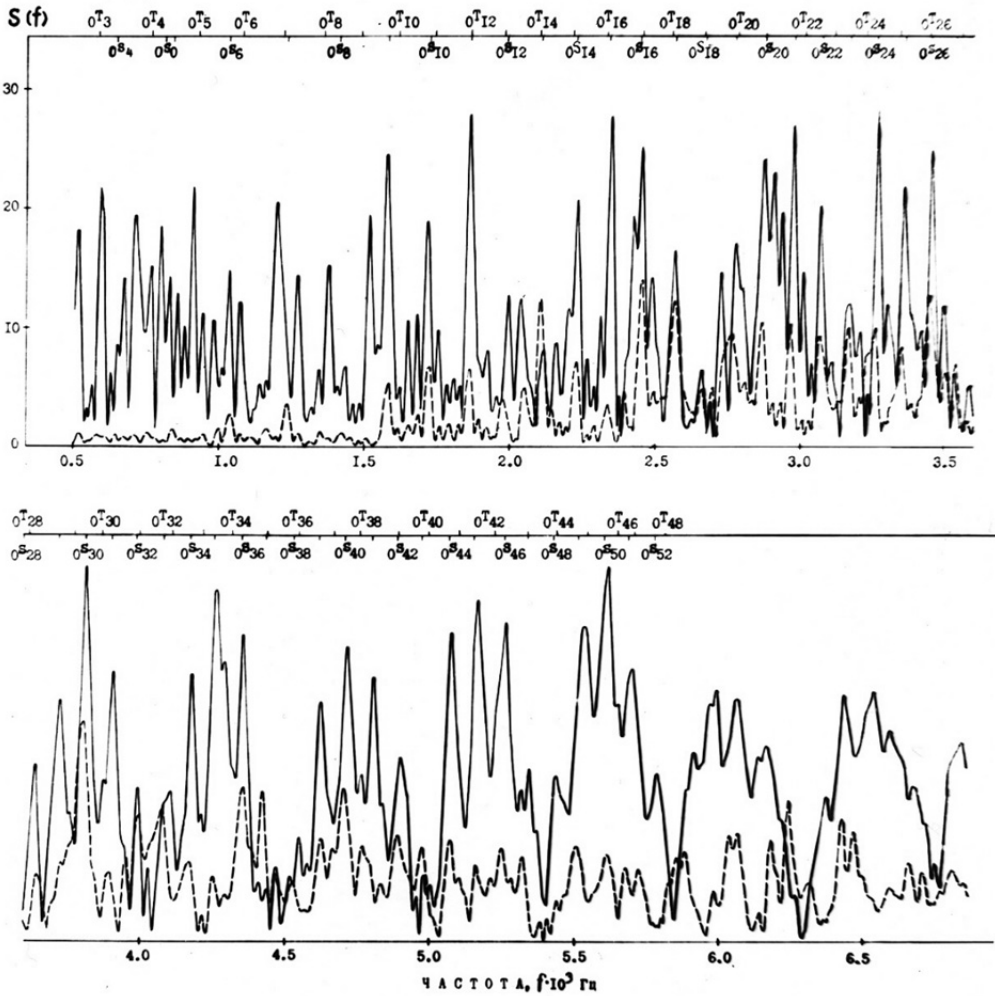


Рис. 5.1.3 Амплитудный спектр 11-часовой записи землетрясения (сплошная кривая) по данным деформометра, (пунктирная кривая) по данным гравиметра. Индексами 0S_n и 0T_n на оси частот указано положение основных тонов сфероидальных и тороидальных собственных колебаний Земли по обобщенным результатам наблюдений. Значения спектральных амплитуд приведены в относительных единицах. Одно деление шкалы соответствует $5.3 \cdot 10^{-8} [\Delta L/L \cdot \text{Гц}^{-1}]$ для деформометрических данных и $4.3 \cdot 10^{-6} [\text{м}/\text{с}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}]$ для гравиметрических данных

T_d и T_g – значения периодов гармоник собственных колебаний Земли, выделенных по записям дефометра и гравиметра.

\bar{T}_c и \bar{T}_g – средние значения соответствующих периодов по сейсмометрическим наблюдениям в ЦСО “Обнинск” и по обобщенным данным мировых наблюдений (Dziwonski, Gilbert, 1972). В скобках указано число изменений в Обнинске, по которым вычислялись средние значения.

5.2. О некоторых схемах выделения гармоник из сложной кривой

Разложение приливообразующего потенциала в ряд дает возможность определения периодов (частот) для большого количества гармоник, обязанных своим происхождением приливообразующим потенциалам Луны и Солнца. Как уже отмечалось, используя схему разложения приливообразующего потенциала, которая была разработана Картрайтом и Тейлором, можно определить периоды, теоретические амплитуды и начальные фазы свыше пятисот приливных волн.

Известно, что для анализа приливных явлений исходными данными являются значения ординат, измеренных с регистрограмм в моменты времени, соответствующие каждому целому часу среднего солнечного времени. Измеренные ординаты составляют таблицы, содержащие 24 столбца, пронумерованные от 0 до 23 и l количество строк. За начало суток принято 0^h00 мирового времени.

Знание периодов искомым волн дает возможность применить для определения наблюдаемых амплитуд и фаз методы, которые используются для выявления скрытых периодичностей.

Сформулируем задачу следующим образом :

На конечном интервале $(0,L)$ задана функция $Y(t)$ в виде совокупности значений в дискретные моменты времени. $Y(t)$ представляет процесс, описываемый суммой гармоник с известными периодами

$$Y(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i). \quad (5.2.1)$$

Целью исследования является определение параметров a_i и φ_i для m гармоник.

Для достижения этой цели могут быть использованы различного вида преобразования исходного процесса $Y(t)$, позволяющего усилить в преобразованном процессе роль искомой гармоники.

Рассмотрим следующие линейные преобразования, которые по нашему мнению могут быть использованы для анализа результатов приливных наблюдений.

Исторически одной из первых схем, использующих линейные селективные преобразования для выявления периодичностей, является схема Бюй-Балло. Ход вычислений по этой схеме следующий: интервал наблюдения исследуемого процесса $Y(t)$, заданного в виде непрерывной кривой или таблицы дискретных значений, делится на отрезки длиной T . Затем вычисляется среднее арифметическое значений функций на всех отрезках. Можно показать, что в суммарной кривой оказывается более четко выражены гармоники с периодом T . П. Мельхиор приводит такой пример: если из приливных ординат составить таблицу из 12 столбцов и 60 строк (месячный материал) и взять средние значения из отчетов, стоящих в каждом столбце, то получим 12 точек синусоиды, довольно хорошо представляющей волну S_2 , период которой равен

точно 12 солнечным часам. Можно также определить амплитуду и фазу волны для центрального момента обрабатываемого месяца.

Подробную таблицу можно составить и для волны M_2 , но для этого необходимо с исходной кривой снять отсчеты на каждый лунный час, или путем интерполяции вычислить их значения из исходной таблицы. Подобную процедуру можно проделать для каждой искомой волны N_2, L_2, K_1, O_1 и т.д., хотя это было бы слишком долго и утомительно.

Для определения гармоник с периодом T из анализируемого процесса $Y(t)$ продолжительностью L следует выделить отрезок наибольшей возможной продолжительности τT , где τ целое число.

Допустим, что $Y(t)$ можно представить в виде непрерывной кривой следующим соотношением

$$Y(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i).$$

Рассмотрим следующие выражения :

$$Y_0(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i),$$

$$Y_1(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin[\omega_i(t + T_1) + \varphi_i],$$

$$Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin[\omega_i(t + kT_1) + \varphi_i].$$

Определим значение следующего выражения

$$\frac{1}{k} \sum_{k=0}^k Y_k(t).$$

Можно показать, что если $K=2^1$

$$\frac{1}{2} \sum_{k=0}^2 Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i (\sin \omega_i t + \varphi_i + \pi \frac{T_1}{T_i}) \cos \pi \frac{T_1}{T_i},$$

для $K=2^2$

$$\frac{1}{2^2} \sum_{k=0}^4 Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i + (2^2 - 1)\pi \frac{T_1}{T_i}) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i},$$

для $K=2^3$

$$\frac{1}{2^3} \sum_{k=0}^8 Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i + (2^3 - 1)\pi \frac{T_1}{T_i}) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2^2 \pi \frac{T_1}{T_i},$$

для $K=2^4$

$$\frac{1}{2^4} \sum_{k=0}^{16} Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i + (2^4 - 1)\pi \frac{T_1}{T_i}) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos 2^3 \pi \frac{T_1}{T_i} \quad (5.2.2)$$

для $K=2^\tau$

$$\frac{1}{2^\tau} \sum_{k=0}^{2^\tau} Y_k(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i + (2^\tau - 1)\pi \frac{T_1}{T_i}) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos 2^{\tau-1} \pi \frac{T_1}{T_i}$$

Из этого последнего выражения следует, что если $T_1=T_i$, то все множители $\cos \pi \frac{T_1}{T_i}, \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos 2^{\tau-1} \pi \frac{T_1}{T_i}$ становятся единицами, а в других случаях они меньше единицы. Таким образом, производимое линейное преобразование обладает избирательно селективными свойствами.

Рассмотрение этого выражения также показывает селективное действие данного преобразования по отношению к гармоническим компонентам с частотами, равными $\frac{2\pi}{T_1}$ и кратными им, т.е. выделяет периодическую компоненту с частотами,

$$\frac{2\pi}{T_1}, 2 \frac{2\pi}{T_1}, 3 \frac{2\pi}{T_1}, \dots$$

Из (5.2.2) следует, что эффективность селекции увеличивается с ростом длительности анализируемого отрезка.

В предлагаемой ниже схеме выделения гармоник с известными периодами был использован метод усреднения ординат через пробный период. При этом предполагалось, что предварительно исключено сползание нуля (дрейф). Поскольку $Y(t)$ часто задается в виде совокупности значений в дискретные моменты времени (таблично), и значение пробного периода не всегда является кратным шагу таблицы, пришлось прибегнуть к интерполированию.

Для проверки схемы нами было проведено следующее:

1. Определялась сумма

$$Y(t) = \sum_{i=1}^8 R_i \sin(\omega_i t + \varphi_i)$$

восьми гармоник с заданными амплитудами R_i , частотами ω_i и начальными фазами φ_i .

2. Ввиду того, что в условиях эксперимента $Y(t)$ чаще может быть задана таблично, определялось значение выражения этой функции в j -тых точках.

$$Y_j = \sum_{i=1}^8 R_i \sin(\omega_i t_j + \varphi_i) \quad j = 0, 1, 2, \dots, n$$

3. Через каждые шесть точек Y_j методом интерполяции (с помощью полиномов Лежандра) проводилась непрерывная кривая $Y_1(t)$, которая в узловых j -тых точках совпадала с значением Y_j .

4. Проводилось суммирование ординат непрерывной функции $Y_1(t)$, сдвинутых на период T процессов.

5. Вычислялись осредненные значения ординат для одного периода в 51 точке. Каждая осредненная ордината \tilde{Y}_i , соответствующая любому моменту t , может быть представлена уравнением

$$\tilde{Y}_i = A_i \cos \omega_i t + B_i \sin \omega_i t, \quad (5.2.3)$$

где t время, измеряемое в $\frac{T}{50}$ часах, A_i и B_i коэффициенты искомым волн.

6. Методом наименьших квадратов вычислялись коэффициенты A_i и B_i , что позволило определить гармонические постоянные

$$R_i = \sqrt{A_i^2 + B_i^2}, \quad \varphi_i = \arctg \frac{B_i}{A_i}.$$

Расчеты были проведены для интервалов продолжительностью 1,5 и 18 месяцев. Результаты определения R_i и φ_i приведены в таблице 3, где (R_1, R_2, R_{18}) и $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_{18})$ амплитуды и фазы выделяемых волн для интервалов, соответственно, в 1, 5 и 18 месяцев, R_T и φ_T теоретические значения амплитуд и фаз искомым волн.

Табл. 5.2.1.

ω_i рад/час	R_1	R_5	R_{18}	R_t	φ_1	φ_5	φ_{18}	φ_0
0,2259	3,480	3,719	3,736	3,769	0,163	0,133	0,147	0,134
0,2420	7,099	2,222	0,677	0	-	-	-	-
0,2433	7,150	7,104	7,083	7,105	0,549	0,503	0,506	0,500
0,2593	4,125	1,400	1,658	1,758	1,427	0,386	0,439	0,300
0,2625	6,308	5,108	5,248	5,305	0,285	0,591	0,573	0,600
0,3491	0,221	0,183	0,127	0,115	-0,639	-1,053	-0,862	-0,900
0,4964	1,792	1,707	1,747	1,739	0,073	0,228	0,148	0,150
0,5041	1,075	1,917	0,934	0,918	0,908	0,546	0,689	0,700
0,5236	4,440	4,253	4,244	0,236	-0,121	-0,131	-0,120	-0,120
0,6000	0,255	0,042	0,017	0	-	-	-	-

Как видно из табл. 5.2.1, высокочастотные гармоники более точны, чем волны с низкими частотами. Это связано с тем, что количество осредненных интервалов зависит от частоты гармоники. В целом, все гармоники выделяются довольно хорошо, если не учитывать результаты по месячному интервалу.

Заметим, что при разложении суммарной кривой определялись также значения R и Φ для волн с угловыми скоростями $\omega_2=0,2420$ рад/час и $\omega_{10}=0,600$ рад/час, хотя при её составлении они не участвовали, следовало ожидать, что поскольку по соседству с волной ω_2 имеется волна с большой амплитудой и угловой скоростью, близкой ω_2 , то гармонические параметры ω_2 будут сильно возмущены и, что это возмущение будет значительно уменьшаться с возрастанием длины обрабатываемого интервала. Волна $\omega_{10}=0,600$ рад/час не имеет по соседству волну с близкими частотами, и, соответственно, определяемая амплитуда весьма мала.

Из таблицы видно, что схема дает возможность разделения волн с довольно близкими частотами (чем ближе частоты, тем длиннее интервалы). Она может быть использована также для обработки материала, в котором имеются пропуски, если длина наблюдаемого интервала превышает длину выделяемой волны.

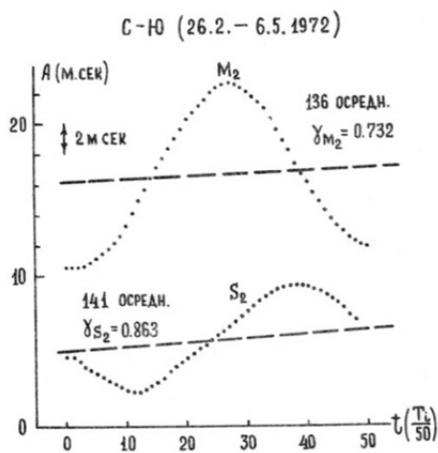


Рис.5.2.1 Осредненные ординаты для волн M_2 и S_2 (С-Ю)

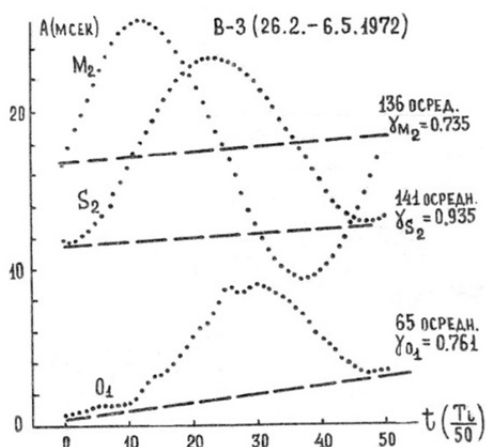


Рис. 5.2.2 Осредненные ординаты для волн M_2 , S_2 , O_1 (В-3)

Схема была использована для обработки материала наклономерных наблюдений за период 26.02.1972 – 06.05.1972 гг. Материал за указанный период для обеих компонент С-Ю (№45) и В-3 (№33) был также обработан месячным методом гармонического анализа, разработанного П.С. Матвеевым. Представлялась возможность сравнения полученных результатов между собой.

С помощью вышеприведенной схемы были вычислены осредненные значения ординат для одного периода в 51 точке. В направлении С-Ю определялись волны M_2 и S_2 , а в направлении В-3 M_2 , S_2 и O_1 . Результаты этих определений приводятся на

рис. 5.2.1 и 5.2.2, где на осях ординат отложены амплитуды волн в миллисекундах, а на осях абсцисс время t , измеряемое в $\frac{T_i}{50}$.

Поскольку применяемая нами схема не исключает сползание нуля прибора, то для каждой волны проведена также нулевая линия, представляющая собой осредненное сползание нуля.

Из рис 5.2.1 и 5.2.2 можно получить: наблюдаемые значения амплитуд, значения γ -фактора и осредненных волн (табл.5.2.2).

Значения величины γ -фактора для волны M_2 , полученные с помощью вышеприведенной схемы достаточно близки к среднеарифметическим значениям для соответствующего периода наблюдений, полученных месячным методом гармонического анализа, разработанного П.С. Матвеевым.

Табл. 5.2.2

Значения амплитуд, γ -фактора и осредненный дрейф для отдельных волн (26.2.1972-6.3.1972)

Азимут	Волна	Число осреднений	Осредн.дрейф мсек/час	Наблюд.амплитуда (мсек)	$\gamma = \frac{A \text{ набл.}}{A \text{ теор.}}$
С-Ю	M_2	136	0,125	5,75	0,732
	S_2	141	0,125	3,15	0,863
В-З	M_2	136	0,125	8,60	0,735
	S_2	141	0,125	5,15	0,935
	O_1	65	0,125	3,30	0,761

5.3. Использование разностных схем для выделения некоторых приливных волн

Знание периодов искоемых волн дает возможность применить для определения наблюдаемых амплитуд и фаз некоторых приливных волн определенные разностные схемы.

Сформулируем задачу следующим образом:

На конечном интервале $(0,L)$ задана функция $Y_1(t)$ в виде совокупности значений в дискретные моменты времени. $Y_1(t)$ представляет процесс, описываемый суммой гармоник с известными периодами, а также непериодический процесс, описываемый полиномом n -ой степени $P_n(t)$. Как известно, приливоизмерительные установки представляют собой приборы, работающие в непрерывном режиме, поэтому каждый из них обладает сползанием нуля (дрейфом). Для описания процесса сползания нуля нами введен полином n -ой степени $P_n(t)$. Можно записать, что

$$Y(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) + P_n(t) . \quad (5.3.1)$$

Рассмотрим следующие значения :

$$Y_0(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) + P_n(t).$$

$$Y_1(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin\left(\omega_i t + \varphi_i + \frac{\omega_i T_1}{2}\right) + P_n\left(t + \frac{T_1}{2}\right).$$

Определим разности первого порядка

$$Y'_0 = Y_0 - Y_1 = \sum_{i=1}^m 2' a_i \sin\left(-\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \cos\left(\omega_i t + \varphi_i + \frac{\omega_i T_1}{4}\right) + P'_{n-1}(t).$$

Эта операция укоротит исходный ряд ординат на $\frac{T_1}{2}$.

Разности второго порядка дадут возможность получить новый ряд, который также будет короче предыдущего на $\frac{T_1}{2}$.

$$Y''_0 = Y'_0 - Y'_1 = \sum_{i=1}^m 2^2 a_i \sin\left(-\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \sin\left(\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \sin\left(\omega_i t + \varphi_i + 2\frac{\omega_i T_1}{4}\right) + P''_{n-2}(t).$$

Если проделать $2r-1 > n$ подобных преобразований, легко можно показать, что

$$Y_0^{2r-1} = \sum_{i=1}^m 2^{2r-1} a_i \sin^r\left(-\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \sin^{r-1}\left(\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \cos\left[\omega_i t + \varphi_i + (2r-1)\frac{\omega_i T_1}{4}\right] \quad (5.3.2)$$

и для $2r$ преобразований получим:

$$Y_0^{2r} = \sum_{i=1}^m 2^{2r} a_i \sin^r\left(-\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \sin^r\left(\frac{\omega_i T_1}{4}\right) \sin\left[\omega_i t + \varphi_i + 2r\frac{\omega_i T_1}{4}\right] \quad (5.3.3.)$$

Заменяя в (2.5) и (2.6) $\omega_i = \frac{2\pi}{T_i}$ для $2r-1$ преобразований получим

$$\frac{Y_0^{2r-1}}{2^{2r-1}} = \sum_{i=1}^m a_i \sin^r\left(-\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin^{r-1}\left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \cos\left[\omega_i t + \varphi_i + (2r-1)\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right] \quad (5.3.2')$$

а для $2r$ преобразований получим:

$$\frac{Y_0^{2r}}{2^{2r}} = \sum_{i=1}^m a_i \sin^r\left(-\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin^r\left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin\left[\omega_i t + \varphi_i + 2r\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right] \quad (5.3.3')$$

В интервале времени – сползание нуля хорошо аппроксимируется полиномом второй степени. Если допустить, что коэффициенты в этом полиноме мало изменяются в течение анализируемого интервала, то можно утверждать, что вышеприведенные преобразования полностью исключают сползание нуля, если даже оно описывается полиномом степени $2r-2$.

Если теперь в (5.3.2) и (5.3.3) допустить, что $T_i = \frac{T_1}{1}, \frac{T_1}{3}, \frac{T_1}{5} \dots$ то амплитудный множитель $\sin^r\left(-\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin^r\left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right)$ будет равняться единице, а в других случаях он меньше единицы.

Таким образом, производимое преобразование обладает избирательно фокусирующими свойствами. Заметим также, что это преобразование для гармоник с периодом T_1 не является дефазирующим, что видно из (5.3.2') и (5.3.3'), если допустить $T_i=T_1$.

Из (5.3.2') и (5.3.3') видно, что вышеприведенное преобразование особенно успешно можно использовать для выделения волн, периоды которых заметно отличаются от периодов других волн.

Для проверки схем нами была синтезирована непрерывная кривая $Y(t)$ из девяти гармоник, параметры которых были близки к теоретическим значениям основных приливных волн (табл. 5.3.1)

$$Y(t) = \sum_{i=1}^m A_i \sin(\omega_i t + \varphi_i)$$

Табл. 5.3.1

Волна	M ₃	K ₂	S ₂	M ₂	N ₂	K ₁	P ₁	O ₁
T _i Период (час)	8,28	11,97	12,00	12,421	12,66	23,94	24,07	25,82
A _i Амплитуда	1,188	11,5	42,4	90,8	17,4	53,1	17,6	37,7

В дальнейшем определялись значения $Y(t)$ в дискретных точках

$$Y_j = \sum_{i=1}^9 A_i \sin(\omega_i t_j + \varphi_i) \quad j = 0, 2, 3, \dots$$

Методом интерполяции вычислялись значения функции $Y(t)$ в дискретных K-х точках, но уже другим шагом, таким образом, что период искомой волны был бы кратным этому шагу.

Определялись разности порядка r. Порядок лимитирован длиной интервала L и связан с периодом искомой волны T₁ следующим соотношением $L = T_1 + r \frac{T_1}{2}$.

Определялись значения $A_j \sin \omega_j t$ для j-ой гармоники в точках, количество которых равнялось T-I. Определялись амплитуды искомых гармоник для интервалов различной продолжительности: 100 ч., 850 ч., 2100 ч., 7200 ч., Результаты определения амплитуд для некоторых волн приводятся в табл. 5.3.2:

Табл. 5.3.2

Волна	Период	А-теор.	Наблюдаемые амплитуды			
			100	850	2100	7200
M ₃	8,2804	1,188	8,546	1,142	1,146	1,152
M ₂	12,4206	90,800	152,073	136,136	106,21	91,537
Q ₁	26,8684	7,200	108,250	–	23,88	–

Как видно из таблицы 5.3.2 применяемое преобразование дает возможность особенно хорошо выделить из сложной кривой гармонику с параметрами волны M₃.

5.4. Комбинированная схема, использующая конечные разности и усреднение ординат за пробный период

В предыдущем параграфе настоящей главы было показано, что преобразование, использующее конечные разности, обладает избирательно фокусирующими свойствами. Но использование конечных разностей высокого порядка имеет определенные недостатки, связанные с тем, что коэффициенты при функциях определяются как биномиальные и, следовательно, функции получаются неравновесными.

Предположим, что для значений аргумента $t_k = t_0 + kh$ ($k = 0, 1, 2 \dots$) известны соответствующие им значения функции $Y_k = f(t_0 + kh)$. Конечными разностями первого порядка называются величины

$$\Delta Y_0 = Y_1 - Y_0, \quad \Delta Y_1 = Y_2 - Y_1.$$

разности второго порядка определяются равенствами:

$$\Delta^2 Y_0 = \Delta Y_1 - \Delta Y_0, \quad \Delta^2 Y_1 = \Delta Y_2 - \Delta Y_1.$$

и т.д. Разности порядка $(n+1)$ определяются через разности порядка n следующим образом:

$$\Delta^{n+1} Y_k = \Delta^n Y_{k+1} - \Delta^n Y_k, \quad (k = 0, 1, 2 \dots).$$

Можно определить выражение разности любого порядка через значения функции :

$$\Delta Y_0 = Y_1 - Y_0, \Delta^2 Y_1 = \Delta Y_2 - \Delta Y_1 = (Y_2 - Y_1) - (Y_1 - Y_0) = Y_2 - 2Y_1 + Y_0.$$

Продолжая вычисления и выполняя индукцию, убедимся, что верно равенство

$$\Delta^2 Y_0 = Y_n - \frac{n}{1!} Y_{n-1} + \frac{n(n-1)}{2!} Y_{n-2} + \dots + (-1)^n Y_0.$$

Допустим теперь, что в определении функции Y_n допущена ошибка того же порядка, что и в определении Y_{n-2} . В значении $\Delta^n Y_0$ ошибка, допущенная в определении

Y_{n-2} войдет с коэффициентом $\frac{n(n-1)}{2!}$. в то время как ошибка в Y_n будет иметь коэффициент 1. Понятно, что чем выше будет порядок n , тем больше неравновесными будут функции (ординаты) Y . Чтобы избежать вышесказанного и использовать фокусирующие и фильтрующие свойства разностного метода, было решено использовать конечные разности четвертого порядка для предварительной обработки данных (ординат), полученных с регистрограмм с последующим использованием метода усреднения ординат за пробный период.

Из (2.6.1) для $n = 2\gamma = 4$ получим, что после 4 преобразований

$$\begin{aligned} Y_0^4(t) &= \sum_{i=1}^m a_i \sin^2\left(-\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin\left(\omega_i t + \varphi_i + 2\pi \frac{T_1}{T_i}\right) = \\ &= \sum_{i=1}^m a_i \sin^4\left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}\right) \sin\left(\omega_i t + \varphi_i + 2\pi \frac{T_1}{T_i}\right). \end{aligned} \quad (5.4.1)$$

В этом случае амплитудный множитель будет равняться

$$A = \sin^4 \alpha, \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i}.$$

Если $T_i = T_1$, то $\sin^4 \alpha = 1$, а во всех других случаях, поскольку $\sin \alpha < 1$, то и $\sin^4 \alpha < 1$ и волны с периодами $T_i \neq T_1$ войдут в суммарную кривую с меньшими амплитудами. Можно показать, что выражение (5.4.1) не будет содержать членов, описывающих сползание нуля прибора в том случае, если сползание можно представить полиномом третьей степени

$$P_3(t) = at^3 + bt^2 + ct + d. \quad (5.4.2)$$

После первого преобразования получим:

$$\begin{aligned} P_2'(t) &= P_3\left(t + \frac{T_1}{2}\right) - P_3(t) = a\left(t + \frac{T_1}{2}\right)^3 + b\left(t + \frac{T_1}{2}\right)^2 + c\left(t + \frac{T_1}{2}\right) + d - \\ &- at^3 - bt^2 - ct - d = 3at^2 \frac{T_1}{2} + t\left(3a \frac{T_1^2}{4} + bT_1\right) + \left(\frac{aT_1^3}{8} + b \frac{T_1^2}{4} + c \frac{T_1}{2}\right). \end{aligned}$$

Затем второе преобразование позволит получить :

$$P_1''(t) = P_2'\left(t + \frac{T_1}{2}\right) - P_2'(t) = 3a \frac{T_1^2}{2} t + \left(\frac{3aT_1^3}{4} + b \frac{T_1^2}{2}\right).$$

Третье преобразование даст возможность получить :

$$P_0'''(t) = P_1''\left(t + \frac{T_1}{2}\right) - P_1''(t) = \frac{3aT_1^3}{4}.$$

После четвертого преобразования полином третьей степени, описывающий сползание нуля, будет полностью исключен. Здесь допускается, что коэффициенты a , b , c и d мало изменяются в интервале времени $2T_1$.

Для выделения из (5.4.1) искомым волн используем схему, которая была описана в параграфе 5.4 "Усреднение процесса за пробный период".

Из выражения (5.3.2) следует, что для интервала наблюдения $k = 2^m T_1$ амплитудный множитель выражается как

$$B = \cos\pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2^2 \pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos \pi 2^{m-1} \frac{T_1}{T_i} .$$

Таким образом, если рассмотреть в интервале времени $2^m T_1 + 2T_1$ функцию

$$Y(t) = \sum_{i=1}^m a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) + P_n(t) \quad (5.3.1)$$

определить разности четвертого порядка, а в дальнейшем использовать схему усреднения процесса за пробный период (5.3.2), получим значения ординат для первого периода в T_i количестве точек

$$\begin{aligned} \frac{Y_j}{2^{m+4}} = & \sum_{i=1}^m a_i \sin^4 \left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i} \right) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2^2 \pi \frac{T_1}{T_i} \dots \\ & \dots \cos 2^{m-1} \pi \frac{T_1}{T_i} \sin \left[\omega_i t_j + \varphi_i + \pi \frac{T_1}{T_i} (2^m + 1) \right] . \end{aligned} \quad (5.4.3)$$

В (5.4.3) амплитудный множитель определяется следующим выражением :

$$\Gamma = \sin^4 \left(\frac{\pi}{2} \frac{T_1}{T_i} \right) \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2^2 \pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos 2^{m-1} \pi \frac{T_1}{T_i} ,$$

если $T_1 = T_i$, $\Gamma = 1$, а во всех других случаях, $\Gamma \ll 1$, что и определяет фокусирующее свойство данного преобразования. В нижеследующих таблицах 5.4.1-5.4.9 приведены вклады отдельных соседних по частоте гармоник, возмущающих искомую волну. В этих таблицах амплитуды измеряются в условных единицах, а также введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \cos \pi \frac{T_1}{T_i} \cos 2\pi \frac{T_1}{T_i} \dots \cos 2^8 \pi \frac{T_1}{T_i} , \\ \Pi_2 &= \Pi_1 \cos 2^9 \pi \frac{T_1}{T_i} , \\ \Pi_3 &= \Pi_2 \cos 2^{10} \pi \frac{T_1}{T_i} , \end{aligned}$$

Длина обрабатываемого интервала определяется следующим образом

$$L = T_1 (2^m + 2) .$$

Возмущающее влияние отдельных волн на Q_1
 ($T_1 = 26.8684$ (час), $A_1 = 7216$)

Табл. 5.4.1

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
O_1'	25,834	7105	0,992	0,0119	0,0075	0,00149	10,6
O_1	25,819342	37689	0,992	0,00992	0,0078	0,00183	69,0
M_1	24,83325	2964	0,9676	0,00097	0,00096	0,00093	2,8
P_1	24,0659	17560	0,9352	0,00467	0,0028	0,0008	14,1
K_1	23,93447	53050	0,19277	0,00031	0,00030	0,00028	14,9
K_1'	23,9310	17554	0,9269	0,00278	0,00241	0,00136	23,9
Y_1	23,0985	2964	0,8782	0,00351	0,00061	0,00058	1,7
N_2	12,658348	17387	0,0014	0	0	0	0
M_2	12,420601	90812	0,0042	0	0	0	0
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							137,7
							$\varepsilon=1,9\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на O_1
 ($T_1 = 25,819342$ (час), $A_1 = 37689$)

Табл. 5.4.2

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
Q_1	26,8684	7216	0,9924	0,00047	0,00047	0,00047	3,4
M_1	24,83325	2964	0,9924	0,0155	0,0137	0,007	20,8
P_1	24,0659	17560	0,9742	0,0144	0,00682	0,004	70,2
K_1	23,93447	53050	0,9696	0,0054	0,00478	0,00253	134,2
K_1'	23,9310	17554	0,9696	0,00713	0,00541	0,00088	15,5
S_1	23,0985	2964	0,9310	0,00745	0,00475	0,000885	2,6
M_2	12,420601	90812	0,000233	0	0	0	0
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							246,7
							$\varepsilon=0,6\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на M_1
 ($T_1 = 24.83325$ (час), $A_1 = 2964$)

Табл. 5.4.3

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
Q_1	26,8684	7216	0,97	0,0036	0,0022	0,00059	4,3
O_1'	25,8234	7105	0,9924	0,0161	0,0011	0,0011	7,8
O_1	25,819342	37689	0,9924	0,0157	0,00273	0,00256	96,5
P_1	24,0659	17560	0,9948	0,0192	0,00334	0,00314	55,1
K_1	23,93447	53050	0,9928	0,0140	0,0071	0,0040	212,2
K_1'	23,9310	17554	0,9932	0,0154	0,00373	0,00331	58,1
Y_1	23,0985	2964	0,9715	0,00748	0,00181	0,0016	0,5
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							434,5 $\varepsilon = 14,7\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на P_1
 ($T_1 = 24.0659$ (час), $A_1 = 17560$)

Табл. 5.4.4

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
Q_1	26,8684	7216	0,9464	0,00547	0,00169	0,00138	10,0
O_1'	25,8234	7105	0,9774	0,00411	0,00366	0,0021	1,5
O_1	25,819342	37689	0,9774	0,00602	0,00452	0,00407	153,4
M_1	24,83325	2964	0,9952	0,0109	0,00896	0,00388	11,5
K_1	23,93447	53050	1	0,0642	0,0532	0,0192	1018,6
K_1'	23,9310	17554	1	0,0386	0,0363	0,0275	482,7
Y_1	23,0985	2964	0,9912	0,0153	0,00266	0,0025	7,4
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							1685,1 $\varepsilon = 9,6\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на K_1
 ($T_1 = 24.93447$ (час), $A_1 = 53050$)

Табл. 5.4.5

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin 4\alpha$	$\Pi_1 \sin 4\alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin 4\alpha$	$A_i \Pi_3 \sin 4\alpha$
Q_1	26,8684	7216	0,9428	0,00156	0,00149	0,0013	9,4
O_1'	25,8234	7105	0,9735	0,0089	0,00131	0,00127	9,0
O_1	25,819342	37689	0,9735	0,00837	0,0032	0,00228	85,9
M_1	24,83325	2964	0,9928	0,0169	0,00149	0,00149	4,4
P_1	23,93447	53050	1	0,0692	0,0554	0,0159	279,2
K_1'	23,9310	17554	1	0,992	0,966	0,864	1516,7
Y_1	23,0985	2964	0,9928	0,0172	0,00153	0,0015	0
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							1904,6 $\varepsilon = 3,6\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на N_2
 ($T_1 = 12.658348$ (час), $A_1 = 17387$)

Табл. 5.4.6

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin^4 \alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
P_1	24,0659	17560	0,2926	0,0005	0,00028	0,000097	1,7
K_1	23,93447	53050	0,2975	0,00037	0,00029	0,0006	3,2
K_1'	23,9310	17554	0,2975	0,00032	0,00027	0,00012	2,1
Y_1	23,0985	2964	0,331	0,000642	0,00017	0,00014	0,4
M_2	12,420601	90812	0,9984	0,0214	0,0173	0,00524	475,9
S_2	12,0000	42358	0,9848	0,00311	0,00298	0,00253	107,2
K_2	11,9672	7858	9,838	0,0104	0,00218	0,00199	15,6
M_3	8,2804	1188	0,2067	0,00032	0,000187	0,000058	0,7
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							608,2 $\varepsilon = 3,5\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на M_2
 ($T_1 = 12,420601$ (час), $A_1 = 90812$)

Табл.5.4.7

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
O_1	25,819342	37689	0,2212	0,00035	0,0002	0,00006	2,3
P_1	24,0659	17560	0,276	0,00038	0,00027	0	0
K_1	23,93447	53050	0,2806	0,00044	0,00026	0,000084	14,5
K_1'	23,9310	17554	0,2806	0,0004	0,00027	0,000017	0,3
N_2	12,658342	17387	0,9984	0,0306	0,0107	0,00804	14,0
S_2	12,0000	42358	0,9936	0,00295	0,0029	0,0269	113,9
K_2	11,9672	7858	0,9928	0,0153	0,00485	0,0039	30,7
M_3	8,2804	1188	0,2500	0	0	0	0
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							165,7 $\varepsilon = 0,2\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на S_2
 ($T_1 = 12,0000$ (час), $A_1 = 42358$)

Табл. 5.4.8

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin 4\alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
O_1	25,819342	37689	0,1975	0,000067	0,000047	0,000047	1,8
P_1	24,0659	17560	0,2475	0,00039	0,00023	0,000068	1,2
K_1	23,93447	53050	0,2517	0,0004	0,00024	0,000069	3,7
K_1'	23,9310	17554	0,2517	0,00035	0,00024	0,000015	0,3
N_2	12,658342	17387	0,9864	0,0113	0,00454	0,00313	54,4
M_2	12,420601	90812	0,9936	0,0159	0,00795	0,00397	360,5
K_2	11,9672	7858	1	0,217	0,0656	0,0535	420,4
M_3	8,2804	1188	0,3354	0	0	0	0
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							842,3 $\varepsilon = 2,0\%$

Возмущающее влияние отдельных волн на M_3
 ($T_1 = 8,2804$ (час), $A_1 = 1188$)

Табл.5.4.9

Волна	T_i (час)	Амплитуда A_i	$\sin^4 \alpha$	$\Pi_1 \sin^4 \alpha$	$\Pi_2 \sin^4 \alpha$	$\Pi_3 \sin^4 \alpha$	$A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$
O_1	25,819342	37689	0,0543	0,00007	0,00006	0,000018	0,7
P_1	24,0659	17560	0,0700	0,00009	0,00008	0,00004	0,7
K_1	23,93447	53050	0,07144	0,00006	0,00006	0,00004	2,1
K_1'	23,9310	17554	0,07144	0,00006	0,00006	0,00004	0,7
N_2	12,658342	17387	0,5367	0,00046	0,00042	0,00028	4,9
M_2	12,420601	90812	0,5624	0,0011	0,00055	0,00028	25,4
S_2	12,0000	42358	0,61	0,0012	0,0007	0,00019	8,1
K_2	11,9672	7858	0,6134	0,0011	0,00074	0,00008	0,6
$\sum_i A_i \Pi_3 \sin^4 \alpha$							43,2 $\epsilon=3,6\%$

Вышеописанная схема была запрограммирована на ЭВМ "Наири-2", которая смонтирована в лаборатории приливных деформаций Земли. Оперативная память "Наири-2" позволяет обрабатывать материал наблюдений продолжительностью до восьмиста часов. Материал такой продолжительности дает возможность выделить лишь пять главных приливных волн M_2 , S_2 , N_2 , O_1 и K_1 .

Значение амплитуд искомым волн определялись в n количестве точек, которые численно равны удвоенной целой части $\frac{T_1}{2}$. Так например, n для волн O_1 равно 24 ($T_1 = 25,8193$, $\frac{T_1}{2} = 12,9096$ $2 \times 12 = 24$), для волн K_1 равно 22 ($T_1 = 23,9346$, $\frac{T_1}{2} = 11,9673$ $2 \times 11 = 22$).

С помощью этой схемы был обработан материал наблюдений продолжительностью 800 часов (с 7 марта 1972 г.), полученный фотоэлектрическим наклономером № 33.

Были получены следующие значения :

	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
γ	0,745	0,885	0,659	0,769	0,600

Эти результаты хорошо согласуются с результатами, которые приведены в табл. 5.2.2.

ГЛАВА 6

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕПРИЛИВНЫХ ЭФФЕКТОВ

Как известно, гравиметры, экстензометры и наклонометры, используемые для регистрации земных приливов, не измеряют только прямой или первичный эффект приливов. Наблюденная кривая кроме приливов включает в себя также косвенные (влияния морских приливов) и вторичные эффекты, которые связаны в основном с метеорологическими причинами, а также местными геологическими условиями строения земной коры. Выше было сказано, что Б.П. Перцев создал методику определения и учета морских приливов при гравиметрических и наклономерных земноприливных наблюдениях, а также для вычисления надежных поправок в результате гармонического анализа.

В этой главе мы рассмотрим только эффекты, которые связаны в основном с метеорологическими причинами, а также местными геологическими условиями строения земной коры.

Метеорологические влияния в основном вызываются вариациями температуры и атмосферного давления. Эти вариации, передающиеся путем упругих напряжений во внутрь поверхности Земли, производят их деформацию. Кроме того, метеорологические факторы влияют также непосредственно на измерительные установки, что еще более усложняет вопрос их учета.

Амплитуды от вторичных эффектов могут быть значительными, поэтому их изучение и учет соответствующих поправок в прямом приливном явлении весьма важен для точного определения земноприливных констант.

Метеорологические влияния могут быть как периодическими, так и непериодическими.

Температура. Основной период температурного влияния – суточный, а в меньшей степени – полусуточный. Эти периодические возмущения особенно сильно влияют на показания горизонтальных маятников наклономеров, так, например средняя суточная амплитуда наклонов в 100 мксек наблюдается на глубине около 3м, в 10 мсек. – на глубине 22,5 м и 1,5 мсек. на глубине 240 м (Томашек, 1957). Кроме того, в зависимости от свойства породы и амплитуды температуры ее суточные изменения проникают на глубину 1м, а годовые – на 10-25м. Но эти периодические влияния можно исключить с помощью гармонического анализа при наличии наблюдений с достаточной продолжительностью.

Давление. Существуют периодические вариации атмосферного давления, вызываемые периодическими изменениями температуры и приливами в атмосфере, осно-

вное влияние которых полусуточного характера. Как указывает Р. Томашек (1957) этот период может влиять на волну S_2 .

Периодические влияния вариации температуры и давления на гравиметры и наклонометры изучались различными авторами (Тарант Л., 1952, Томашек, 1957 и др.).

Но кроме периодических существуют такие непериодические возмущения в записях гравиметров, экстензометров, наклонометров и других инструментов, которые вызываются, в основном, ходом среднесуточных температур и давлений. Этот вопрос также рассматривается Р. Томашеком (1952, 1957), который обнаружил корреляцию между дрейфами гравиметра и наклонометра с метеорологическими явлениями.

В.В. Хорошева (1958) рассчитала вертикальные смещения почвы, вызванные действием антициклона (дополнительная нагрузка 50 мб) для гранитного полупространства ($\mu=3 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\rho=2.93$ г/см³, $\lambda=2.86 \cdot 10^{10}$ дин/см²). Эти смещения оказались равными в центре – 6.31 см, в радиусе :

100 км - 6.22 см.

200 км - 6.04 см.

600 км - 3.04 см.

800 км - 2.14 см.

Приведенные результаты показывают, что должна существовать корреляция между показанием гравиметра (герметизированного) и изменением среднесуточного значения атмосферного давления.

Для термических деформаций существуют локальные факторы, которые отвечают за них: ассиметричное нагревание горных хребтов и холмов, растительный покров, амплитуда и скорость изменения температуры и т.д.

Рассмотрим влияние метеорологических условий на показания гравиметра, экстензометров и наклонометров по наблюдениям в Тбилиси.

6.1. Исследование дрейфа гравиметра

а) Медленный дрейф силы тяжести в Тбилиси.

Как известно, гравиметры, используемые для регистрации земных приливов, измеряют также косвенные и вторичные эффекты. Записи земных приливов с помощью гравиметра получаются на фоне медленного сползания нуля – пункта прибора. Это сползание принято называть дрейфом гравиметра. Причины такого дрейфа могут быть инструментальными и геофизическими.

Существующие статические гравиметры, используемые для относительных измерений вариаций силы тяжести представляют собой пружинные весы, в которых изменение ускорения силы тяжести приводит к изменению положения равновесия контрольной массы, регистрируемой с помощью оптических, фотоэлектрических и других преобразователей. Смещение контрольной массы может произойти и от изменения жесткости пружины, вызванной изменением температуры среды, или из-за ползучести материала пружины.

В настоящее время уверенно регистрируются вариации ускорения силы тяжести на уровне 10^{-8} см/сек² (1 мкгал). Для надежной регистрации на таком уровне гравиметры помимо высокой чувствительности, должны обладать и высокой стабильностью нуля-пункта.

В предыдущем параграфе мы отмечали, что, при соблюдении определенных условий наблюдения, нам удалось в течение длительного времени (до трех лет) регистрировать изменение силы тяжести с гравиметром, инструментальный дрейф которого не превышал 0.6 мкгал/сутки.

Из этого материала данной работы мы выбрали непрерывный материал продолжительностью 415 суток (4.12.1980-22.1.1982). На рис. 6.1.1 приведен дрейф гравиметра за указанный период (непрерывная линия). Чтобы избавиться от короткопериодических нерегулярных возмущений, проводится также т.н. сглаженный дрейф (прерывистая линия). Из приведенного графика видно, что в начале января 1981 г. положение нуля-пункта гравиметра соответствовало максимальному значению ускорения силы тяжести. В середине января 1981 г. нуль-пункт гравиметра стал смещаться к положению уменьшения ускорения силы тяжести, достигнув минимального значения в марте 1981 г. (разность ~200 мкгал). С марта по июнь 1981 г. нуль-гравиметра практически не менялся, а с июля начал смещаться к положению, которое соответствовало увеличению ускорения силы тяжести, достигнув максимального значения в декабре 1981 г. В начале января 1982 г. нуль-пункт вновь изменил направление, достигнув в конце месяца значения, которое примерно соответствовало декабрю 1980 г.

По нашему мнению, приведенный выше дрейф не является инструментальным.

б) Связь нерегулярных короткопериодических возмущений показаний гравиметра с атмосферным давлением.

Изменения атмосферного давления для широты Тбилиси содержат как периодические составляющие (суточные и полусуточные с амплитудой менее 1мд), так и значительно большие нерегулярные составляющие от нескольких дней до месяца. Наиболее интенсивные изменения с периодом в несколько дней достигают 15 мд и более.

Та высокая точность, которая достигнута в наблюдениях с помощью стационарных гравиметров, делает необходимой учитывать влияние измерений состояния атмосферы. Изменения атмосферного давления влияют на ускорение силы тяжести, как из-за изменений притяжения атмосферой, так и вследствие деформации Земли при изменениях в атмосфере.

Располагая данными изменения ускорения силы тяжести и атмосферного давления нами было решено сопоставить дрейф гравиметра с ходом атмосферного давления. На рис. 6.1.2 и 6.1.3 приведены дрейфы гравиметра, ход среднесуточного давления для различных интервалов времени.

Было решено определить т.н. барический коэффициент гравиметра – определить изменения показания гравиметра в мкгалах, соответствующие изменению атмосферного давления в 1мд. Для этой цели выбраны участки регистрации с большим перепадом давления. Результаты определения приведены в нижеследующей таблице 6.1.1.

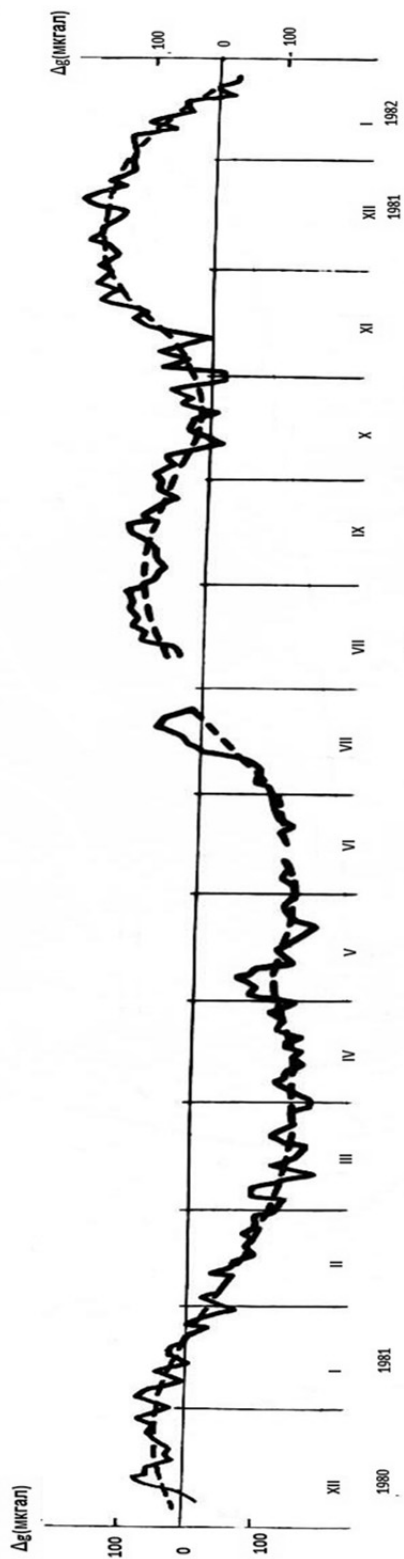


Рис. 6.1.1 Дрейф модернизированного гравиметра за 4.12.1980-22.1.1982.

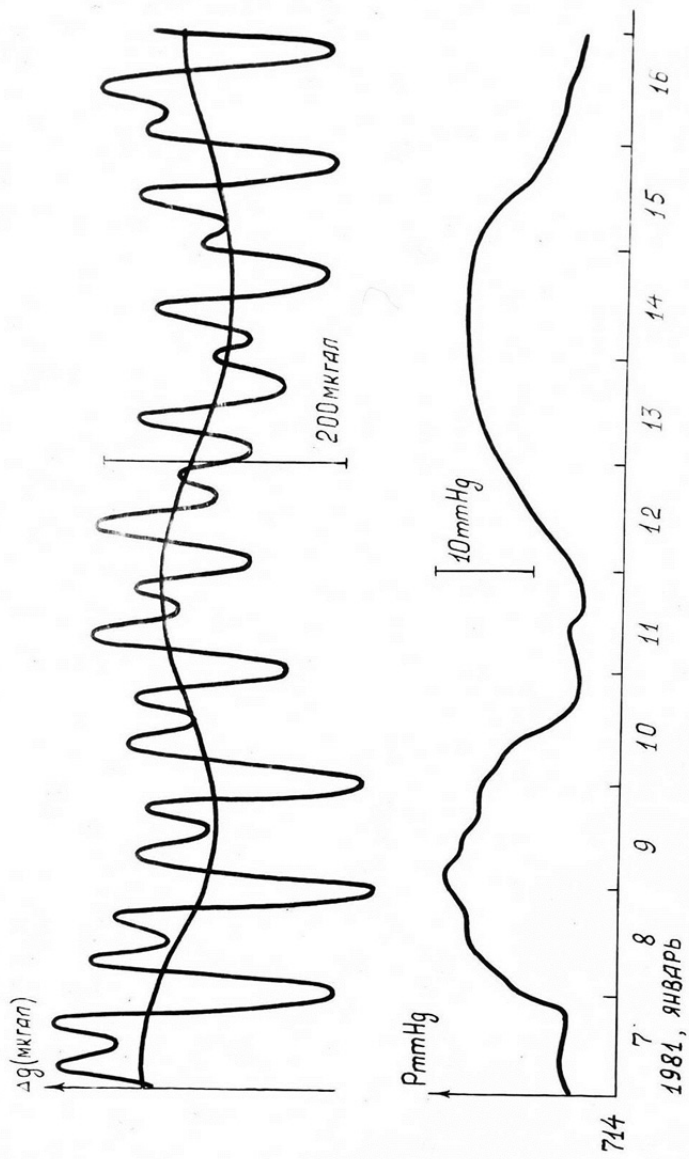


Рис. 6.1.2. Фрагмент записей гравиметра и хода атмосферного давления

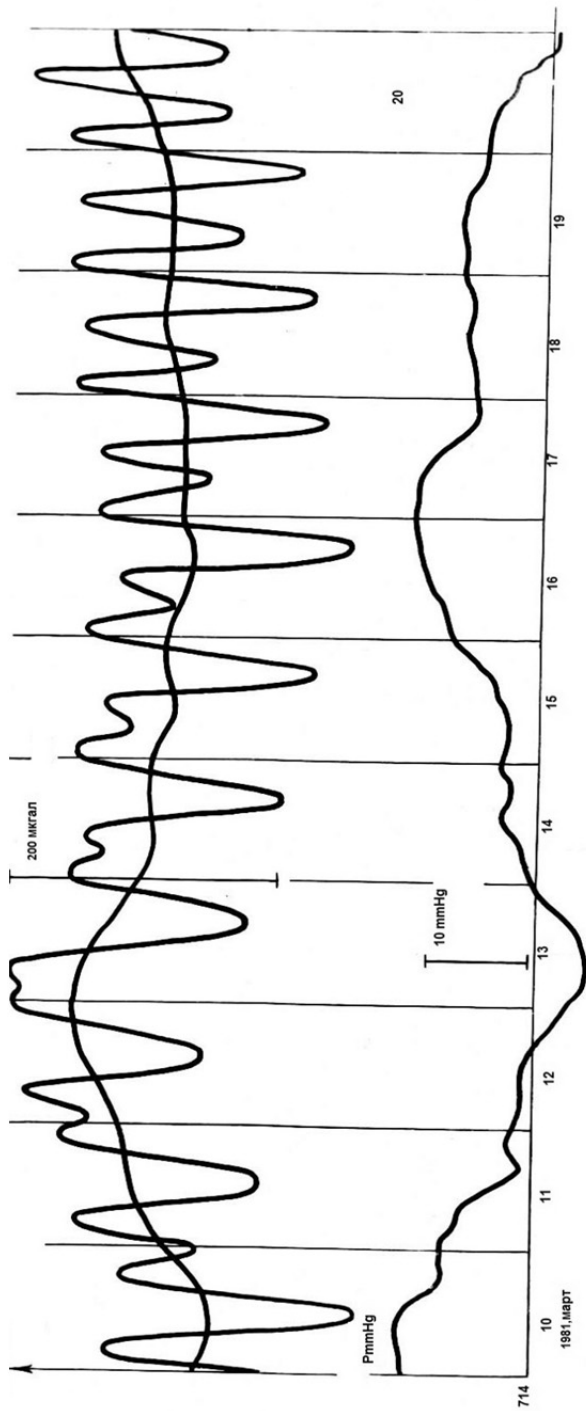


Рис. 6.1.3 Фрагмент записей гравиметра и хода атмосферного давления

К определению барического коэффициента гравиметра №166

Табл. 6.1.1

№	Дата	$\Delta P(\text{mmHg})$	$\Delta g(\text{мкгал})$	$\frac{\Delta g}{\Delta P} \left(\frac{\text{мкгал}}{\text{mmHg}} \right)$
1.	8.12-11.12	10.0	80	8.00
2.	11.12-16.12	12.0	64	5.33
3.	27.12-25.12	12.0	44	3.66
4.	28.12-31.12	9.0	56	6.22
5.	1.1.81-4.1	12.5	56	4.48
6.	7.1-9.2	12.5	56	4.48
7.	9.1-11.1	13.5	48	3.56
8.	11.1-14.1	12.5	60	4.80
9.	14.1-16.1	13.0	48	3.69
10.	23.1-25.1	11.0	36	3.27
11.	25.2-29.1	15.0	88	5.87
12.	29.1-1.2.81	16.0	60	3.75
13.	7.2-9.2	9.0	36	4.00
14.	9.2-14.2	8.5	80	9.41
15.	14.2-17.2	6.0	28	4.67
16.	19.2-20.2	5.0	20	4.00
17.	20.2-23.2	9.5	37	3.79
18.	23.2-29.2	5.0	16	3.20
19.	6.3-8.3	9.5	64	6.74
20.	10.3-12.3	17.5	104	6.17
		Среднее		
		5.0 ± 1.3		

Из вышеприведенной таблицы видно, что росту атмосферного давления в мм соответствует уменьшение показания гравиметра в 5 мкгал, т.е. мкгал/мм.

Следует заметить, что вопрос влияния изменений в распределении атмосферных масс на результаты измерения ускорений силы тяжести рассматривался многими исследователями. Наиболее подробно вопрос геофизического влияния состояния атмосферы на измеряемое g был изучен Н.Н. Парийским, Б.П. Перцевым и М.В. Крамер (1982 г.). Они показали, что наибольшее влияние могут оказать сравнительно близкие зоны аномального давления. Оценили также косвенное влияние перераспределения масс в атмосфере, которое вызвано тем, что вариации атмосферного давления приводят к деформации упругого тела Земли. В результате, значение силы тяжести в любой точке земной поверхности изменяется как вследствие изменения расстояния этой точки от центра Земли, так и вследствие перераспределения масс в теле Земли.

Оценив влияния отдельных кольцевых зон при нагрузке в 50 мб на ускорение силы тяжести, они пришли к выводу, что если ограничиться точностью определения поправок за влияние атмосферы в 2-3 мкгал, то редуцицию можно вычислить по формуле

$$\Delta g = 0,406(P-P_0) \text{ мкгал,}$$

где $(P-P_0)$ измеряется в миллибарах.

Полученное нами значение $\beta=(3,75\pm 1,0)$ мкгал/мб, содержит влияние атмосферного давления на аппаратуру (хотя гравиметр герметизирован), но оно вполне реально, и при изучении изменений ускорения силы тяжести за длительные интервалы времени следует с ними считаться.

6.2. Наблюдения за деформациями Земли непрерывного происхождения по данным экстензометров

а) Местные особенности при регистрации с экстензометрами.

Экстензометрические наблюдения в штольне были начаты в июне 1963 года, но из-за того, что в штольне, особенно около регистровой части компоненты N 66.5° E, поступило большое количество дождевых вод, непрерывная запись на этом экстензометре была приостановлена и восстановлена в 1965 г. после проведения в штольне гидроизоляционных работ. На коротком экстензометре N 30° W наблюдения проводились с июня 1963 г.

На записях короткого экстензометра в середине 1965 г. были обнаружены скачки в одном и том же направлении. Сначала эти скачки повторялись, примерно, через каждые сутки, а затем они участились и, кроме того, дрейф нуля экстензометра стал настолько значительным, что запись уходила с ленты уже через 3-4 суток наблюдений.

Заметим, что постамент этой составляющей экстензометра, в котором была забетонирована кварцевая труба, был покрыт слоем гидроизоляционной пасты, что было сделано с целью закрыть доступ подпочвенной влаги в помещение через постамент. Примерно через год было обнаружено, что гидроизоляционное покрытие на постаменте разбухло и растрескалось и, в конце концов, верхнюю часть бетона, из которого был сделан постамент, можно было ломать рукой.

Обследованием установлено, что в этой части камеры скальные породы разрушены, не монолитны и очень влажны от дождевых вод, просачиваемых в глубину по трещинам и плоскостям напластования пород. Это заставило сдвинуть экстензометр в сторону длинного коридора и основной постамент (в котором забетонирована труба) поместить на противоположной стороне, где породы более монолитны и менее влажны: при этом, чтобы сохранить прежнюю длину базы экстензометра его пришлось вынести вне камеры №2, в коридор длинного экстензометра. Теперь оба постаменты покоятся на твердых и сухих породах.

После всего этого качество записи на коротком экстензометре исправилось и дрейф стал нормальным. Для сравнения на рис. (6.2.1) и (6.2.2) проведены дрейфы нуля экстензометра в старом и новом положениях.

Чтобы сравнить результаты определений по этим двум периодам наблюдений с экстензометром, был обработан трехмесячный ряд наблюдений 50-дневным методом гармонического анализа со сдвигом центрального момента на 10 суток. В нижепредставленной табл. 6.2.1 приведены значения амплитуд этих наблюдений.

Средние значения амплитуд приливных волн в мм-х по данным короткого экстензометра

Табл. 6.2.1

Метод обработки	Амплитуды волн				
	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
По наблюдениям на старом постаменте с 4.06 по 15.09.63 г.					
Метод Перцева-I	0.99 ±0.01	0.51 ±0.02	0.20 ±0.03	0.49 ±0.03	0.46 ±0.02
Метод Перцева-II	0.98 ±0.005	0.49 ±0.02	0.21 ±0.03	0.51 ±0.03	0.50 ±0.02
Среднее	0.98 ±0.03	0.50 ±0.02	0.21 ±0.03	0.50 ±0.03	0.48 ±0.02
По наблюдениям на новом постаменте с 21.01 по 19.04.67 г.					
Метод Перцева-I	0.97 ±0.01	0.55 ±0.02	0.18 ±0.04	0.82 ±0.05	0.46 ±0.04

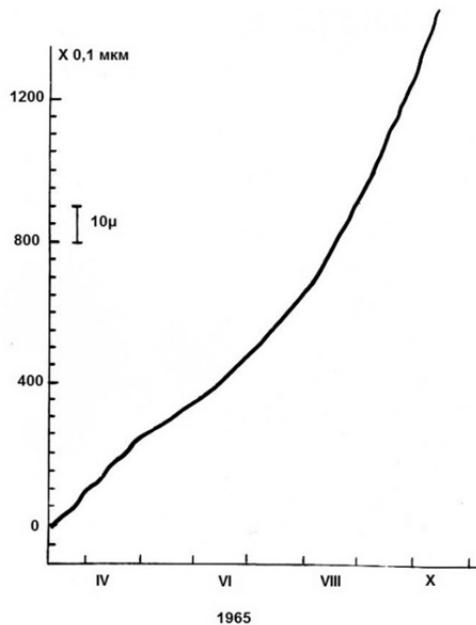


Рис. 6.2.1. Дрейф N 30° W на старом постаменте.

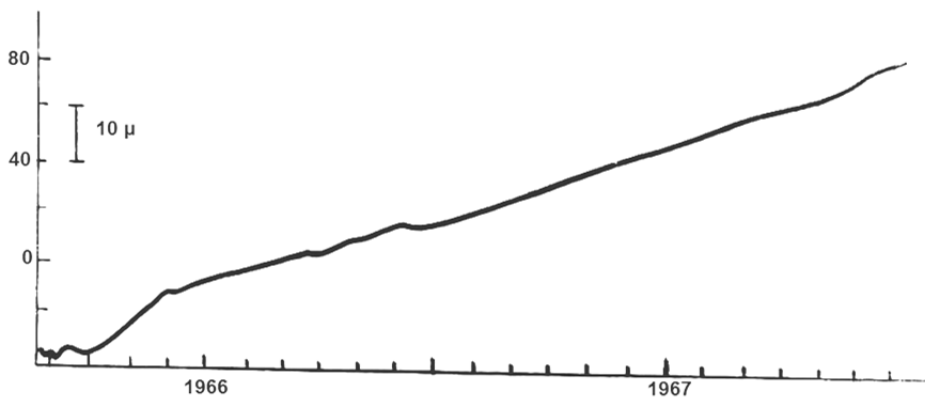


Рис. 6.2.2 Дрейф N 30° W на новом постаменте

Как видно из этой таблицы, результаты, полученные на коротком экстензомере в 1963 году хорошо согласуются с результатами, полученными в 1967 году после перенесения постаumenta.

В дальнейшем все основные постаменты также и постамент длинного экстензометра были сделаны заново и не покрывались слоем гидроизоляционной пасты.

С использованием фотооптических преобразователей для наблюдения вековых тектонических деформаций, нами были получены дрейфы экстензометров для периода 1965-1972 гг. Дрейф вычислялся с помощью метода Перцева.

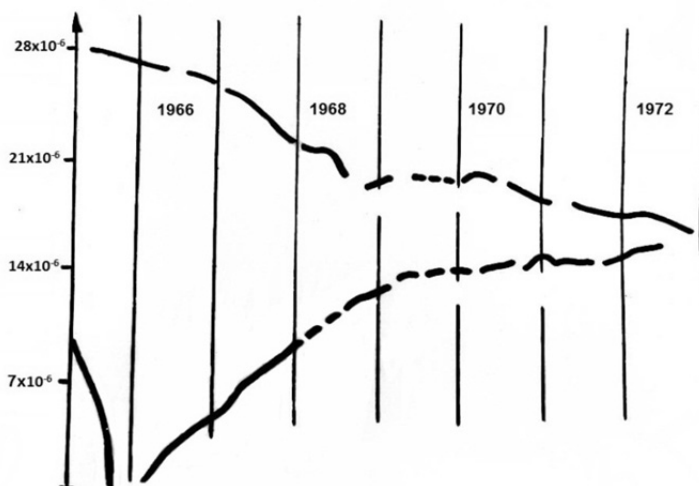


Рис. 6.2.3 Ход деформаций по данным экстензометров

Как видно из рис.6.2.3, начиная с марта 1965 г. большой экстензомер N 66.5° E регистрировал сжатие. Величина этого сжатия в сумме составила $8.4 \cdot 10^{-6}$ в единицах деформации. С начала 1969 г. до середины 1970 г. дрейф был ничтожно малым, а с октября

1970 г. до середины 1972 г. сжатие продолжалось и составило $3.5 \cdot 10^{-6}$. Полная деформация за период 1965-1972 г. в направлении $N 66.5^{\circ} E$ составила $11.9 \cdot 10^{-6}$.

Короткий экстензометр $N 30^{\circ} W$, регистрирующий сжатие с довольно высокой скоростью зарегистрировал с марта по ноябрь 1965 года деформации $10.5 \cdot 10^{-6}$. По нашему мнению причиной является гидроизоляционное покрытие постаментов, и об этом будет сказано ниже.

После того, как закрепленный конец был перенесен в противоположную сторону, регистрация была возобновлена в 1966 г. Начиная с этого момента до мая 1969 г. экстензометр регистрировал растяжение с постоянной скоростью составив $12.6 \cdot 10^{-6}$. С мая 1969 г. до сентября 1972 г. дрейф был маленьким, составил $2.1 \cdot 10^{-6}$. Полная деформация за это время в направлении $N 30^{\circ} W$ была $14.7 \cdot 10^{-6}$.

По нашему мнению описанная деформация не является инструментальной, а описывает реальное перемещение точек на земной поверхности.

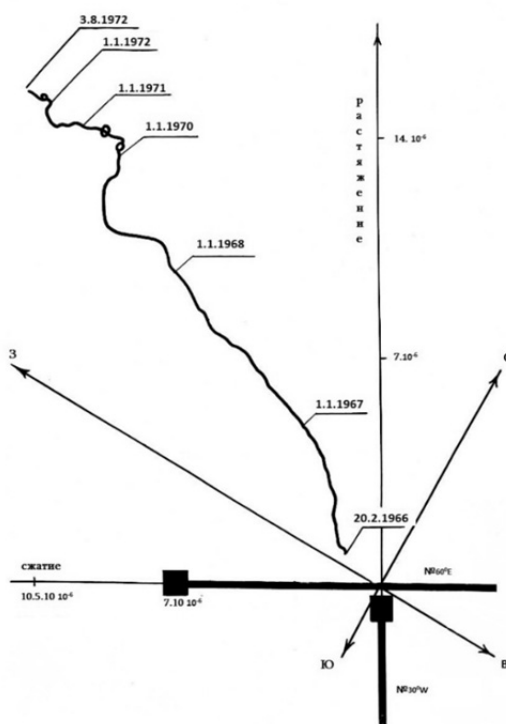


Рис. 6.2.4 Векторная диаграмма деформаций

Для того, чтобы нагляднее показать ход деформации на рис. 6.2.4 приводится векторная диаграмма деформации.

После того, как фотооптические датчики на обоих экстензометрах были заменены емкостными датчиками малых перемещений, чувствительность регистрации повысилась примерно в 12-15 раз, что позволило детальнее использовать поведение дрейфа экстензометров.

Известно, что получаемые с помощью экстензометров записи линейных приливных деформаций получаются на фоне различного рода возмущающих влияний. Этот фон и определяет реальную чувствительность прибора. Основными источниками этих возмущений могут быть изменения температуры помещения и атмосферного давления, а также особенности геолого-тектонического строения района наблюдений. Следует отметить особо, что вызываемые колебаниями температуры камеры и атмосферного давления деформации оказывают также непосредственное влияние на экстензометры.

Расчеты показывают, что при условиях, в которых проводились наблюдения в Тбилиси, влиянием термо – и баровариаций на емкостный датчик можно пренебречь. Поскольку температурная стабильность вокруг штанги также высока, поэтому основным источником длиннопериодных инструментальных помех является эталон длины. Можно показать, что при изменении атмосферного давления на 1 мб деформация эталона длины экстензометров N 66.5⁰ E и N 30⁰ W вдоль оси трубы будет равна – 10⁻⁹. Знак минус означает, что увеличение давления соответствует уменьшению длины штанги и, наоборот. При изменении давления на 10 мб и более экстензометры будут регистрировать инструментальные деформации, сравнимые с приливами.

Г. Жобер (1958) показал, что деформации поверхности Земли, вызванные вариациями атмосферного давления, почти не зависят от рельефа местности. Следует предполагать, что в их образовании важную роль играет характер строения земной коры и, особенно, наличие локальных особенностей и нарушений, характеризующих данную структуру.

Для того, чтобы получить представление о качественной картине изменения величины и характера деформаций, вызванных изменениями атмосферного давления, нами рассматривались одновременные записи экстензометров и барографа для различных периодов. Предпочтение отдавалось участкам записей, полученных при больших изменениях атмосферного давления.

Анализ этих записей показал, что в диапазоне периодов до одного часа, при повышении давления на экстензометре N 30⁰ W регистрируется удлинение базы прибора (укорачивается кварцевая штанга). В то же время экстензометр N 66.5⁰ E регистрирует укорачивание базы прибора (что указывает на удлинение эталона длины). В диапазоне периодов от нескольких часов до нескольких суток корреляция между деформациями и атмосферным давлением не такая хорошая, как для высоких частот, но характер для обеих компонент сохраняется.

Сравнивая эффекты влияния давления на штангу и почву мы сможем большую часть барических возмущений приливных деформаций объяснить прямым влиянием изменений давления на эталон длины экстензометра. Для объяснения того факта, что при повышении давления N 66.5⁰ E регистрирует уменьшение базы, а N 30⁰ W увеличение, следует предположить, что влияние баровариации на результаты измерений для компоненты N 66.5⁰ E осуществляется через деформации пород, на которых ус-

тановлен экстензометр. Если это предположение верно, то эталон длины экстензометра N 66.5⁰ E деформируется в меньшей степени, чем подлежащие породы, которые в этом направлении имеют меньшую жесткость, чем кварцевая штанга экстензометра. Чтобы убедиться в справедливости вышесказанного, рассмотрим более подробно рис. 1.3.2. Из этого рисунка видно, что основные постаменты экстензометра N 66.5⁰ E сделаны в плотных, толстослоистых туфогенных песчаниках. База же прибора пересекается около закрепленного конца эталона длины мощным слоем (~16м.) мелко и среднезернистых толстослоистых песчаников и аргилитов, что значительно уменьшает жесткость базы экстензометра N 66.5⁰ E. В то же время породы вдоль базы экстензометра N 30⁰ W достаточно монолитны, не нарушены трещинами, более или менее однородны и должны иметь значительно большую жесткость, чем кварцевая штанга (эталон длины).

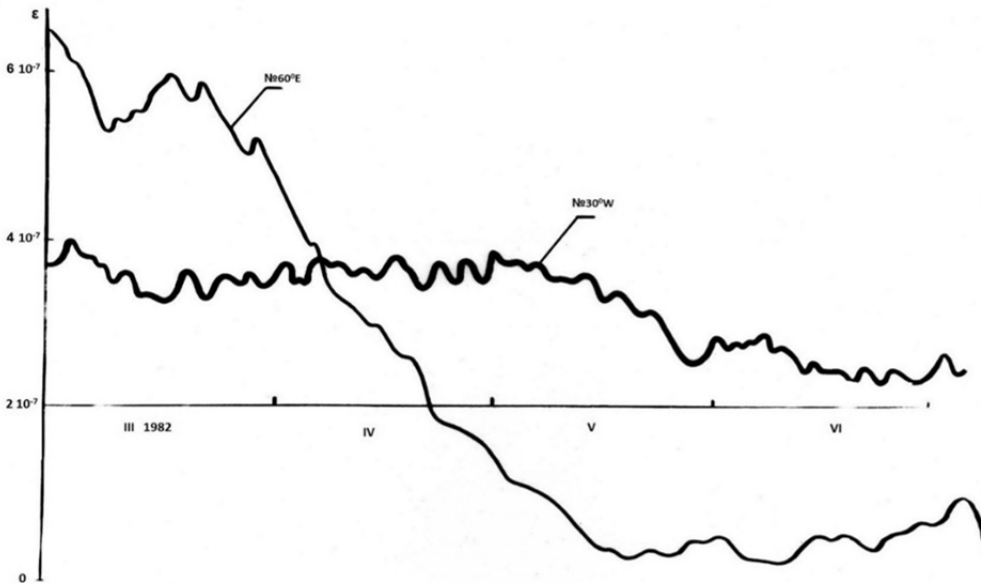


Рис. 6.2.5 Ход среднесуточной деформации по данным экстензометров

Поскольку штанговые экстензометры позволяют регистрировать сейсмические, приливные и тектонические деформации, представляет интерес рассмотрение возможности их применения для регистрации медленных движений. Для примера на рис. 6.2.5 приведены кривые среднесуточных деформаций (дрейфа) для компонент N 66.5⁰ E и N 30⁰ W за четыре месяца наблюдений (26.2.1982 – 12.7.1982 г.). Анализ хода среднесуточных деформаций показывает, что их скорость не превышает $0.50 \cdot 10^{-8}$ 1/сутки для N 66.5⁰ E и 10^{-9} 1/сутки для N 30⁰ W. На основании многолетних наблюдений можно сделать вывод, что инструментальный дрейф тбилисских экстензометров меньше, чем 10^{-7} 1/год, что позволяет использовать их для наблюдений за тектоническими процессами.

6.3. Исследование дрейфа наклономеров

Результаты наклономерных наблюдений, проводимых с целью изучения приливных явлений в твердом теле Земли, могут быть использованы также для измерения медленных деформаций земной коры тектонического или метеорологического происхождения, деформаций основания крупных инженерных сооружений, а также для выявления предвестников землетрясений.

В записях наклономеров, используемых для наблюдения приливных явлений, были обнаружены аномалии, способствовавшие выдвигению гипотезы о блоковом строении земной коры, а также делались попытки обнаружения приуроченности аномалии в ходе наклонов ко времени возникновения крупных землетрясений. Поэтому изучение освобожденной от приливных волн (и по возможности от инструментального возмущения) записи наклономера может дать информацию о "вековых" движениях земной коры.

Следует заметить, что суммарный итог движения на больших расстояниях между двумя последовательными наблюдениями можно получить также и геодезическими методами, однако эти методы не дают непрерывную картину развития указанных движений во времени, и их точность измерения при малых углах (в пределах 1") значительно ниже, чем наклономерными.

Систематические наблюдения в Тбилисской бывшей подземной лаборатории отдела земных приливов фотоэлектрическими наклономерами системы А.Е. Островсково были начаты с марта 1967г. Наклономерная камера находилась на расстоянии 100 м от входа в штольню и на глубине 60 м от дневной поверхности. Суточные измерения температуры в камере не превышали 0.005°C . Наклономеры располагались на базальтовых постаментах и находились в максимально одинаковых условиях. Для настоящей работы были использованы наблюдения находящихся на одном постаменте четырех наклономеров, продолжавшиеся 67 месяцев. По два наклономера регистрировали попарно в азимутах С-Ю и В-З соответственно. На рис. 6.3.1 приводятся дрейфы нуля каждого наклономера в отдельности, которые служили исходным материалом. Как видно из этого рисунка, только в дрейфе наклономера № 45 замечаются вариации с периодом 1.2-1.5 года, природа которых неясна и возможно имеет инструментальное происхождение. В записях на других приборов подобная периодичность не наблюдается.

На рис. 6.3.2 приводятся осредненные дрейфы по двум наклономерам, регистрирующим в направлениях С-Ю и В-З, соответственно. Заметим, что в направлениях С-Ю суммарный дрейф достигает $0''.4$, а максимальный $1''.7$ в направлении юга. Для наклономеров, регистрирующих наклоны в направлении В-З, величина суммарного дрейфа достигла $3''.0$, при максимальном значении $3''.4$ в направлении запада.

Для характеристики "векового" хода наклонов его выражают в векторной диаграмме, которая в большинстве случаев является более удобной для прослеживания хода наклонов. Она была построена по средне-месячным значениям дрейфов для компонентов С-Ю и В-З. Как видно из этой диаграммы (рис. 6.3.3) наибольшие нарушения в вековом ходе наклонов в виде петель наблюдаются в летние и осенние

месяцы и обусловлены, по-видимому, годовым температурным ходом наклонов. Заметим, что к появлению петель в ходе наклонов следует относиться с большой осторожностью при выявлении связи наклонов с другими явлениями природы (сезонные наклоны, землетрясения и др.).

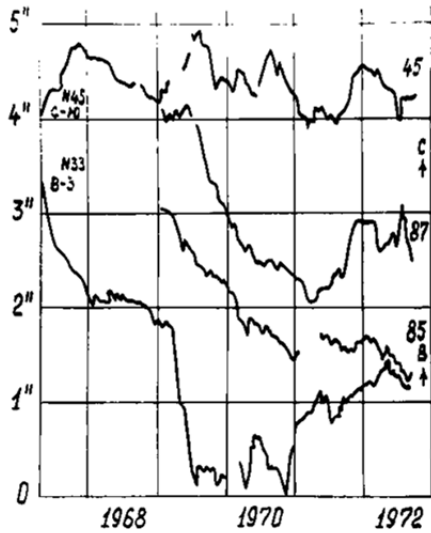


Рис. 6.3.1 Дрейфы нуля наклономеров

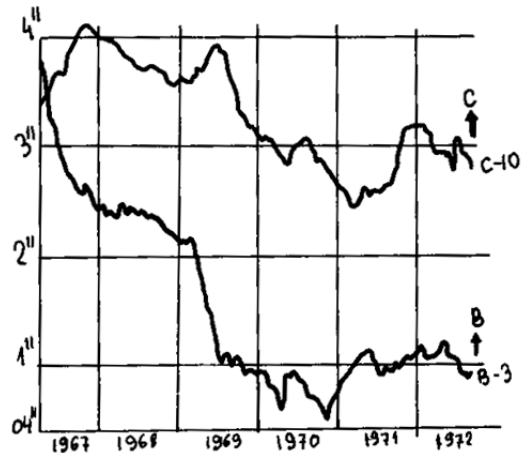


Рис. 6.3.2 Осредненные дрейфы наклономеров

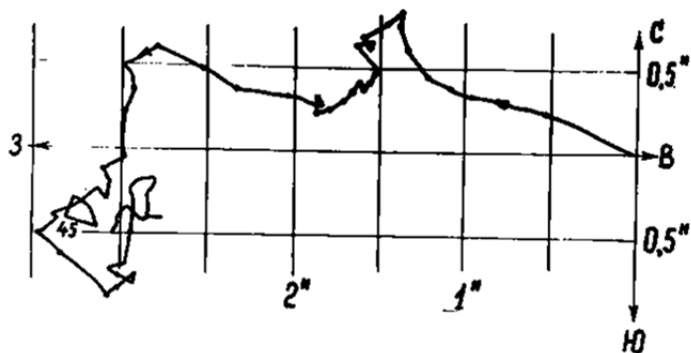


Рис. 6.3.3 Векторная диаграмма наклонов.

Доказательством существования вековых движений земной поверхности может служить идентичность показаний, полученных различными по конструкции приборами. С этой целью в штольне с января 1967 года проводились также высокоточные нивелирования на 25 реперных точках один раз в год. Результаты измерений за четыре года в пределах точности не дали изменения высот реперных точек. Наклон репера №17 к реперу №3 (база 63м, азимут с 66^0) составил $0'' \pm 1''$. Хотя точность геодезического метода для измерения таких углов весьма невелика, все же следует заметить, что знак наклонов за все время проведения нивелировок совпадал со знаком наклонов, полученных наклономерами. Таким образом, наблюдения векового

хода наклонов и повторные геодезические нивелирования в тбилисской штольне показали, что годовой наклон штольни не превышает 0",5. Это обстоятельство дает основание использовать полученную векторную диаграмму (в более крупном масштабе, разумеется) для поисков предвестников землетрясений.

Для оценки осредненного влияния различных факторов на дрейф наклономера, для каждого дня наблюдений составлялись уравнения типа :

$$\delta\varphi_i = a_1 t_i + a_2 T_i + a_3 T_i^2 + a_4 P_i ,$$

где $\delta\varphi_i$ – изменение наклона для дня i относительно первого дня, t_i – время в сутках, прошедшее с первого дня, T_i и P_i значения среднесуточной температуры и среднесуточного давления, соответственно, для дня i относительно первого дня, a_1, a_2, a_3, a_4 – коэффициенты, определяемые методом наименьших квадратов. Для определения коэффициентов a_i был проанализирован материал наблюдений общей продолжительностью 4880 суток.

Следует заметить, что полученные таким образом коэффициенты a_1, a_2, a_3, a_4 характеризуют лишь осредненные влияния различных метеофакторов на дрейфы наклонмеров и дают возможность судить насколько велики эти влияния для различных серий наблюдений.

Заключение

Геологическая ситуация, хорошие условия наблюдений в подземной землеприливной лаборатории, а также высокая точность и стабильность используемой аппаратуры позволили получить надежный экспериментальный материал для выявления остаточных скачкообразных наклонов и деформаций поверхности Земли. На основе проведенного исследования можно сделать следующие заключения:

1. Проведена количественная оценка остаточных полей смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызванных сильными землетрясениями, что имеет важное значение и содержит дополнительную информацию по проблеме определения параметров (протяженность разлома, его ориентация, глубина, величина подвижки на разломе и др.) очагов землетрясений.
2. Показано, что для реального моделирования очага землетрясения можно пользоваться геофизическими приложениями упругой теории дислокации. Для определения остаточных смещений рассматривается модель разлома, представляющая собой прямоугольную дислокацию, наклоненную к оси OZ на определенный угол (dip-angle) и имеющую заданную протяженность и глубину залегания.
3. Для случая, когда поверхность дислокации вертикальна, определены выражения компонент деформации $\frac{\partial U_3}{\partial x_1}$ и $\frac{\partial u_3}{\partial x_2}$, представляющих собой наклоны поверхности Земли, а также все остальные компоненты тензора деформации.
4. Для компьютера IBM-PC/AT создана программа, позволяющая использовать полученные выражения в практической работе. С помощью этой программы были теоретически определены изменения деформации земной коры, вызванные возникновением поверхности дислокации заданных размеров, ориентации и местоположения, и получены соответствующие графические выражения.
5. На основе ЭВМ ЕС-1061 создан пакет программ для каталогизирования и обработки экспериментального материала. Создан банк данных, вмещающих в себя информацию о всех сильных ($M \geq 4$) землетрясениях, происшедших в Закавказье, начиная с 1967 года, а также данные о скачкообразных наклонах, деформациях и изменениях силы тяжести, вызванных этими землетрясениями и зарегистрированных в Тбилиси.
6. Для исследования дислокационных эффектов и определения некоторых геометрических параметров очагов землетрясений проанализированы остаточные изменения на записях приливорегистрирующей аппаратуры, вызванные землетрясениями в заданном сейсмоактивном районе.
7. По измеренным скачкообразным остаточным наклонам и деформациям определены смещения на дислокационной поверхности и азимут разлома (поверхности

дислокации), а также выведено эмпирическое соотношение, связывающее длину вектора остаточного наклона с магнитудой землетрясения.

8. Детально исследованы остаточные скачкообразные наклоны и деформации, вызванные двумя близкими, сильнейшими за исследуемый период Параванским (13.5.1986) и Спитакским (7.12.1988) землетрясениями. Получены параметры, характеризующие геометрию очагов этих землетрясений.
9. По наблюдениям за скачкообразными изменениями на записях экстензометров оценена энергия землетрясений, которая расходуется на разрушение среды вокруг эпицентра и на изменение поля напряжения земной коры. Показано достаточно хорошее согласие между энергиями, вычисленными по магнитуде и по экстензометрическим данным двух вышеназванных землетрясений.
10. Впервые, по записи землетрясения ($M=7.9$) экстензометром N 66.5⁰ E, выделены собственные колебания Земли в диапазоне периодов 170-1000 сек. Для периодов $T < 640$ с. результаты хорошо согласуются с обобщенными данными мировых наблюдений собственных колебаний Земли.
11. По материалам экстензометрической регистрации землетрясения 22 июня 1977 г. южнее островов Тонга ($M=7.9$) выделено несколько тороидальных тонов собственных колебаний Земли. Худшее выделение тороидальных тонов по сравнению со сфероидальными объясняется диаграммой направленности экстензометра N 66.5⁰ E.
12. Для выбранного региона с высокой сейсмической активностью (Джавахетское нагорье) исследована роль приливного напряжения в возникновении землетрясений (триггерный эффект земных приливов). Показано, что параметр, используемый при исследовании триггерного эффекта, содержит информацию о готовящихся в близлежащих (~200км) районах землетрясениях и, таким образом, может быть использован с целью прогноза землетрясений.
13. Исследование дрейфа модернизированного гравиметра за 415 суток позволило заключить, что исключительно малый инструментальный дрейф этого гравиметра (0,6 мкгал/сутки), делает возможным использовать его для наблюдений за тектоническими процессами.
14. Анализ одновременных записей гравиметра и барографа позволил определить т.н. барический коэффициент гравиметра, представляющий собой отношение изменения показания гравиметра к изменению атмосферного давления на 1 мб. Полученное значение барического коэффициента $\beta=3,75 \pm 1,0$ мкгал/мб хорошо объясняет большую часть нерегулярных короткопериодических возмущений показаний гравиметра.

15. Анализ одновременных записей обоих экстензометров и атмосферного давления позволил сделать заключение, что при повышении давления экстензометр N 30^0 W регистрирует растяжение, а N 66.5^0 E – сжатие, что указывает на тот факт, что породы в направлении длинного экстензометра имеют меньшую жесткость, чем в направлении N 30^0 W.
16. На основании анализа многолетних материалов наблюдений показано, что инструментальный дрейф экстензометров меньше, чем 10^{-7} /год и его можно использовать для наблюдений за тектоническими процессами.
17. На основании проведенных исследований с помощью большого количества наклономеров за длительный период, а также по материалам геодезических работ показано, что годовой наклон штольни не превышает $0''.5$ и, что полученные результаты за медленными процессами можно использовать для поиска земнопреливных предвестников землетрясений.
18. Проведена оценка осредненного влияния различных факторов на дрейф наклономеров. Показано, что полученные коэффициенты позволяют судить о возмущающем влиянии этих факторов для различных серий наблюдений.

Литература

- Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Мир, т. 1, М., 1983.
- Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Мир, т. 2, М., 1983.
- Балавадзе Б.К., Картвелишвили К.З. Наблюдения земных приливов в Тбилиси. Монография, Мецниереба, с. 135, Тб., 1972.
- Балавадзе Б.К., Картвелишвили К.З. Приливы в твердом теле Земли. Монография, Мецниереба, с. 173, Тб., 1984.
- Балавадзе Б.К., Картвелишвили К.З., Картвелишвили Д.К. Исследование скачкообразных деформаций и наклонов Земли по данным земно-приливных наблюдений. Деп. в ВИНТИ, №02900019153, гос. рег. №70060038 инв., М., 1989.
- Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Вып. 1, Мир, М., 1974.
- Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Вып. 2, Мир, М., 1974.
- Бончковский В.Ф. Некоторые обобщения результатов наблюдений наклонов земной поверхности. Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, №7, 1959.
- Бончковский В.Ф. Деформации земной поверхности, сопровождающие некоторые катастрофические, далекие землетрясения. Известия АН СССР, серия геофизическая, №2, 1962.
- Булацен В.Г. Приливные и медленные деформации земной коры по данным экстензометрических наблюдений в Инкермане, Крым. В кн. Вращение и приливные деформации Земли, вып. 7, Наукова думка, Киев, 1975.
- Булацен В.Г. Об оценке влияния метеорологических возмущений на приливные экстензометрические наблюдения. В кн. Вращение и приливные деформации Земли. вып. 8, Наукова думка, Киев, 1976.
- Введенская А.В. Определение полей смещений при землетрясениях с помощью теории дислокации. Известия АН СССР, серия геофизическая, №3, 1956.
- Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и ее приложения. Вып. 1, Мир, М., 1971.
- Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и ее приложения. Вып. 2, Мир, М., 1972.
- Добровольский И.П. Подготовка землетрясения. Деформации и размеры зоны проявления предвестников. В сб. Экспериментальная сейсмология, Наука, М., 1983.
- Жаринов Н.А. Автореферат канд. дисс., М., 1975.
- Касахара К. Механика землетрясения. Мир, М., 1985.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Наука, М., 1965 г.

- Картвелишвили Д.К., Первые результаты наблюдений приливных наклонов с жидкостным наклономером в Тбилиси. Сообщения АН СССР, 126, №3, 1987.
- Картвелишвили Д.К., Картвелишвили К.З. Деформации поверхности Земли в Тбилиси, вызванные Армянским землетрясением (07.12.1988г.). В сб. Деформационные процессы в период предшествующий Спитакскому землетрясению. ИФЗ АН СССР, с.13-15, М.,1989.
- Картвелишвили Д.К. Скачкообразные наклоны поверхности Земли при близких землетрясениях. Сообщения АН СССР, 135, №2, 1989.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Д.К. Деформационная энергия земной коры, высвобождаемая при сильных землетрясениях. Труды Ин-та геофизики АН Грузии, т. 58, с.3-6, Тб., 2004.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Д.К. Остаточные наклоны поверхности Земли при некоторых близких землетрясениях. Труды Ин-та геофизики АН Грузии, т. 58, с. 7-11, Тб., 2004.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Д.К. Остаточные смещения, деформации и наклоны поверхности Земли, связанные с сильными землетрясениями. Труды Ин-та геофизики АН Грузии, т. 58, с.12-20, Тб., 2004.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Г.Д., Николайшвили М.М. Изучения приливных деформаций Земли в Тбилиси. Труды Ин-та геофизики им. М. Нодиа, т. 66, изд. ТГУ, с. 246-253, Тб., 2016.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Г.Д. Приливные деформации земли по данным Тбилисского вертикального экстензометра. Труды Института геофизики им. М.Нодиа, т. LXVI, изд. ТГУ, с.233 -238, Тб., 2016.
- Картвелишвили К.З., Картвелишвили Г. Д., Ломадзе Е.Д. Дрейф вертикального экстензометра, связанный с изменениями атмосферного давления. Труды Института геофизики им. М. Нодиа, т. LXVI, изд. ТГУ, с.239 -242, Тб., 2016.
- Латынина Л. А., Кармалева Р.М. Измерение медленных движений в земной коре, как метод поиска предвестников землетрясений. В кн. Физические основания поиска методов прогноза землетрясений, Наука, М., 1970 .
- Латынина Л. А., Кармалева Р.М. Деформографические измерения. Наука, М., 1978.
- Ляв А. Математическая теория упругости. ОНТИ НКТП СССР, М., 1935.
- Мирианашвили В.И. Исследование влияния “вторичных” эффектов при наклономерных наблюдениях земных приливов. Автореферат канд. дисс., Тб., 1985.
- Мельхиор П. Земные приливы. Мир, М., 1968.
- Островский А.Е. Об изменениях наклонов земной поверхности перед сильными землетрясениями. В кн. Физические основания поиска методов прогноза землетрясений, Наука, М., 1970.

- Островский А.Е. Наклономер с фотоэлектрической регистрацией. В кн. Изучение земных приливов, М., 1961.
- Ben-Menahem A., Singh S. J., Solomon F. Static deformation of a spherical Earth model by internal dislocations. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 59, no. 2, 1969.
- Berger I. A note of thermoelastic strains and tilts. *J. Geoph. Res.*, vol. 80, no. 2, 1975.
- Chinnery M. A. The deformation of the ground around surface faults. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 51, no. 2, 1961.
- Chinnery M. A. The stress changes that accompany strike-slip faulting. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 53, no. 2, 1963.
- Kasahara K. Migration of crustal deformation. *Tectonophysics*, 52, no. 1-4, 1979.
- Kartvelishvili K.Z., Kartvelishvili D.K. The Residual Displacements, Strains and Tilts from Paravani Earthquake. *JGGS. Issue A, Physics of Solid Earth*, vol. 9, pp. 46-50, 2004 (2005).
- Kartvelishvili Karlo Z. Investigation of Deformational Processes in Tbilisi Underground Earth-Tidal Laboratory. *JGGS. Issue B. Physics of Atmosphere, Ocean and Space* vol. 14, pp.197-203, 2010.
- King Chi-Yu, Knjhjff L. Stres drop in earthquakes. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 58, no. 1, 1968.
- Mansinha L., Smylie D. E. The displacement field of inclined faults. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 61, no. 5, 1971.
- Maruyama T. Statical elastic dislocation in an infinite and semi-infinite medium. *Bulletin Earthquake Research Institute*, vol. 42, 1964.
- Maruyama T. On the force equivalents of dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism. *Bulletin Earthquake Research Institute*, vol. 41, 1963.
- Ozawa I. On the observations of the abrupt change of the elastic energy in the crust in the remarkable earthquakes. *Geophysical Institute, Kyoto University*, no. 5, 1965.
- Ozawa I. Observations of the secular and annual changes of the crustal strains at Osakayam. *Geophysical Institute, Kyoto University*, no. 11, 1971.
- Plafker G. Alaskan earthquake of 1964 and Chilean earthquake of 1960 : Implications for arc tectonics. *Journal of Geophysical research*, vol. 77, no. 5, 1972.
- Press F. Displacement, strains and tilts at teleseismic distances. *Journal of Geophysical research*, vol. 70, no. 10, 1965.
- Savage J. S., Hastie L. M. A dislocation model for the Fairview peak, Nevada, earthquake. *Bulletin of the Seismological society of America*, vol. 59, no. 5, 1969.

Steketee I.A. On Volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium. *Can.I. Phys.*, 36, 1958.

Steketee I.A. Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations. *Can.I. Phys.*, 36, 1958.

Tsibou C. Investigation on the deformation of the Earth's crust found by precise geodetic means. *Jap. J. Astron. Geophys.*, 10, 1933.

Volterra V. Sur l'équilibre des corp elastiques multiplement connexes. *Ann. Sci. Ecole Norm. Super.*, 24, Paris, 1907.

Над изданием работали:
Лали Курдгелашвили
Марика Эркомаишвили
Мариам Эбралидзе

0179 თბილისი, ი. ჭავჭავაძის გამზირი 14
14, Ilia Tchavtchavadze Ave., Tbilisi 0179
Tel: 995(32) 225 14 32
www.press.tsu.edu.ge



Карло Захарьевич Картвелишвили

доктор физико-математических наук,
руководитель сектора физики Земли и геомагнетизма
Института геофизики им. Михаила Нодиа



Давид Карлович Картвелишвили

академический доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник Института географии
им. Вахушти Багратиони