Ю.Л. РЕБЕЦКИЙ

Тектонические напряжения и прочность природных массивов





Ю.Л. РЕБЕЦКИЙ

Тектонические напряжения и прочность природных массивов



МОСКВА ИКЦ «АКАДЕМКНИГА» 2007



Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 02-05-78026

Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность природных горных массивов. Научное издание/ — М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. — 406 с.: ил.

ISBN 978-5-94628-200-0

В книге представлено активно развивающееся в рамках наук о Земле направление по исследованию параметров напряженно-деформированного состояния, эффективной прочности и механических свойств массивов хрупких горных пород в условиях их естественного залегания. Дано описание разработанного автором метода катакластического анализа разрывных нарушений и выполненных на его основе схем тектонических напряжений для земной коры ряда сейсмоактивных регионов и афтершоковых областей Спитакского, Нордриджского и Суматранского землетрясений.

Для геологов-тектонистов, сейсмологов, геофизиков.

ISBN 978-5-94628-200-0

© Ю.Л. Ребецкий, 2007© ИКЦ «Академкнига», 2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

преді	ислов	ИЕ	7
Глава	1. БАЗ	ВИС АНАЛИЗА ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ	11
1.1.	поло	ЭЖЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ	11
	1.1.1.	Напряжения	11
	1.1.2.	Деформация и вращение	22
	1.1.3.	Основные положения теории пластичности	27
	1.1.4.	Теория поля в континуальной механике	40
l.2.	РЕЗУ.	ЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ГЕОМЕХАНИКИ	
	ИИХ	ИНТЕРПРЕТАЦИЯ	41
	1.2.1.	Прочность хрупких горных пород	42
	1.2.2.	Дилатансия горных пород	51
1.3.	ПАРА	МЕТРЫ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	55
	1.3.1.	Тензорные параметры очага землетрясения	56
	1.3.2.	Скалярные параметры очага землетрясения	58
Глава	2. PEK	ОНСТРУКЦИЯ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ.	
	ПОС	ТАНОВКА ЗАДАЧИ И СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПОДХОДЫ	67
2.1.	ОБРА	ТНАЯ ЗАДАЧА ПОЛЕВОЙ ТЕКТОНОФИЗИКИ В ТЕРМИНАХ	
	MEXA	НИКИ	68
	2.1.1	Сколовые трещины – тензодатчики деформаций и напряжений	68
	2.1.2.	Остаточные деформации и область упругой разгрузки скола	71
2.2.	ОБЗО	Р МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ	
	TEH3	ОРОВ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ	
	ИКВА	АЗИПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ПО СОВОКУПНОСТЯМ	
	СКОЛ	ОВЫХ ТРЕЩИН	78
	2.2.1.	Методы структурного анализа	79
	2.2.2.	Методы дислокационного анализа	84
	2.2.3.	Методы расчета тензора квазипластических деформаций	92
2.3.	MEIC	И ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИИ В ХРУПКОИ И ЭТМИОЙ КОРИ	0.5
	YACT	ИЗЕМНОИ КОРЫ	95
	2.3.1.	Оценка предельных напряжении в земной коре на основе	05
	222	закона дж. рансрли	93
	2.3.2.	ногоды оцепки величин напряжений снимаемых в оцего	
		данных о ослачинах пацряжений, спимаемых в очаго землетовсения	102
		semicipation	100

	2.3.3.	Метод Ж.Анжелье для расчета величин напряжений по данным палеореконструкции осей напряжений
Глава	3. ME PA3	ТОД КАТАКЛАСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СОВОКУПНОСТЕЙ ЗРЫВНЫХ НАРУШЕНИЙ
3.1.	ОПРЕ	ДЕЛЯЮЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДА 115
	3.1.1.	Модель процесса квазипластического деформирования
		трещиноватых горных массивов 116
	3.1.2.	Модель среды 120
	3.1.3.	Упругие и разрывные остаточные деформации 121
	3.1.4.	Энергетические положения метода 124
3.2.	РАСЧ	ЕТ ОРИЕНТАЦИИ ГЛАВНЫХ ОСЕИ И КОЭФФИЦИЕНТА
	ВИДА	ТЕНЗОРА ПРИРАЩЕНИИ СЕИСМОТЕКТОНИЧЕСКИХ
	ДЕФС	РРМАЦИИ 127
	3.2.1.	Кумулятивная область упругои разгрузки для совокупности
	222	СКОЛОВЫХ ТРЕЩИН
2 2	3.2.2.	Тензор приращении сеисмотектонических деформации
3.3.	КРИ1 2.2.1	ЕРИИ ФОРМИРОВАНИЯ ОДНОРОДНЫХ ВЫБОРОК СКДТ 133
	2.2.1.	Однородные выоорки сколовых трещин
	3.3.2.	Критерий монотонности упругопластического деформирования . 150
	3.3.3.	Стритерии диссипации энергии на каждом сколе
3.4	5.5.4. DACU	ОССУЖДЕНИЕ
5.4.	РИЛА ВИЛА	ТЕНЗОРА НАПРЯЖЕНИЙ 142
	341	Энергетические критерии метола и возможные состояния
	5.4.1.	лля тензоров макронапряжений и прирашений
		сейсмотектонических леформаций
	3.4.2	Критерий монотонности упругопластического леформирования
	511121	и определение возможных состояний для тензора
		макронапряжений
	3.4.3.	Использование положения о максимальности лиссипации
		для нахождения ориентации главных осей искомого тензора
		напряжений
3.5.	РАСЧ	ЕТ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИЙ НА
	OCHC	ЭВЕ ПОЛОЖЕНИЙ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ 148
	3.5.1.	Предел прочности горных пород и сопротивление сухого
		трения разрывов и трещин
	3.5.2.	Круговая диаграмма Мора и области допустимого
		положения трещин хрупкого скола151
	3.5.3.	Определение относительных значений <i>p</i> * и т
	3.5.4.	Выделение плоскости разрыва в очаге землетрясения
3.6.	РАСЧ	ЕТ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИЙ И ОЦЕНКА
	ПРОЧ	НОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ГОРНЫХ МАССИВОВ 166
	3.6.1.	Метод совместного расчета р и т по результатам первого этапа
		реконструкции напряжений

Оглае	вление		5
	3.6.2.	Оценка всестороннего давления на основе уравнений равновесия пологих оболочек и результатов первых	171
	3.6.3.	Оценка параметров прочности массивов горных пород	174
Глава	ə 4. TEK	ТОНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ СЕЙСМОАКТИВНЫХ РЕГИОНОВ	181
4.1.	BOCT	ГОЧНОЕ СРЕЛИЗЕМНОМОРЬЕ	182
	4.1.1.	Исхолные сейсмологические данные	182
	4.1.2.	Первый этап реконструкции	185
	4.1.3.	Второй и третий этапы реконструкции	195
4.2.	APAB	ИЙСКИЙ СИНТАКСИС	201
	4.2.1.	Исходные сейсмологические данные	203
	4.2.2.	Первый этап реконструкции	210
	4.2.3.	Второй и третий этапы реконструкции	210
4.3.	ЮЖН	АЯ ЧАСТЬ ЦЕНТРАЛЬНО-ИРАНСКОЙ ПЛИТЫ	216
	4.3.1.	Тектоника региона и исходные сейсмологические данные	216
	4.3.2.	Первый этап реконструкции	220
	4.3.3.	Второй и третий этапы реконструкции	225
4.4.	CEBE	РО-ЗАПАДНЫЙ УЧАСТОК ТИХООКЕАНСКОЙ	
	СЕЙС	МОАКТИВНОЙ ОБЛАСТИ	231
	4.4.1.	Исходные сейсмологические данные	231
	4.4.2.	Первый этап реконструкции	233
	4.4.3.	Второй и третий этапы реконструкции	238
4.5.	3EMF	НАЯ КОРА ЮЖНЫХ КУРИЛ И ЯПОНИИ	242
	4.5.1.	Исходные сейсмологические данные	242
	4.5.2.	Первый этап реконструкции	244
	4.5.3.	Второй и третий этапы реконструкции	249
4.6.	НАПІ	РЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ АФТЕРШОКОВОЙ	
	ОБЛА	СТИ СПИТАКСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 1988 г.	254
	4.6.1.	Исходные сейсмологические данные	254
	4.6.2.	Первый этап реконструкции	257
	4.6.3.	Второй и третий этапы реконструкции	261
4.7.	HAIII	РЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ АФТЕРШОКОВОИ	0.65
	ОЫА	СТИ НОРДРИДЖСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 1994 г.	265
	4./.1.	Исходные сейсмологические данные	265
	4.7.2.	Первыи этап реконструкции	269
1.0	4./.3.	Второй и третий этапы реконструкции	274
4.8.	HAIII	уяженное состояние западного фланта зондской	
	ДУГИ ЭБМГ	Ι ΔΟ ΚΑΤΑΟΤΡΟΦИЧΕΟΚΟΙ Ο ΟΥΜΑΤΡΑΗΟΚΟΙ Ο	200
	JEMU	IEIРЯСЕНИЯ 20.12.2004	280
	4.8.1.	Исходные сеисмологические данные	280
	4.8.2.	первыи этап реконструкции	285
	4.8.3.	второи и третии этап реконструкции	291

Глава	5. ИСП	ОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ О НАПРЯЖЕНИЯХ ДЛЯ РЕШЕНИЯ	
	ФУН	ІДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ	303
5.1.	дина	МИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОЧАГОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ	303
	5.1.1.	Расчет напряжений, снимаемых в очагах землетрясений	304
	5.1.2.	Энергия, снимаемая в области очага землетрясений	314
	5.1.3.	Энергия сейсмического излучения	319
5.2.	СЕЙС	МОРАЙОНИРОВАНИЕ ПО ДАННЫМ О НАПРЯЖЕНИЯХ	323
	5.2.1.	Оценка сейсмического риска существующих разломных	
		систем	325
	5.2.2.	Районирование сейсмоопасных областей по параметрам	
		очага ожидаемого землетрясения	331
	5.2.3.	О взаимосвязи принципов сейсморайонирования	
		с моделью очага землетрясения	341
5.3.	МОДЕ	ЕЛЬ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	344
	5.3.1.	Модели области подготовки землетрясения	345
	5.3.2.	Параметры природных напряжений и модели	
		очага землетрясения	347
	5.3.3.	О факторах структурно-метаморфических преобразований	
		разломных зон	353
	5.3.4.	Модель процесса хрупкого разрушения и области	
		метастабильного состояния	359
5.4.	MEXA	НИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕЩИНОВАТЫХ МАССИВОВ	361
	5.4.1.	Условия континуальной текучести	361
	5.4.2.	Диаграмма нагружения и разгрузки	374
	5.4.3.	Влияние вида напряженного состояния на условия	
		нагружения	379
	5.4.4.	Оценка модуля пластического сдвига	382
заклі	ОЧЕНИ	E	384
ABSTR	ACT		389
			a a .
ЛИТЕР	ΆΙΥΡΑ		-394

Посвящаю моим родителям Нине Васильевне и Леониду Моисеевичу

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время изучение закономерностей пространственного распределения и изменения во времени тектонических напряжений является одной из важнейших задач в целом ряде наук о Земле. В геодинамике это задача объяснения механизма формирования тектонических структур различного масштабного уровня; в сейсмологии — изучения механизма формирования очаговой области на стадии, предшествовавшей землетрясению, и развития процесса постсейсмической релаксации на афтершоковой стадии; в полевой геологии — установления взаимосвязи условий формирования складчатых, разрывных и других деформационных структур с залежами полезных ископаемых. Методы изучения этих закономерностей могут быть разделены на методы моделирования полей напряжений и деформаций (физическое и математическое моделирование) и методы экспериментального изучения тектонических напряжений в условиях естественного залегания горных пород. При этом последнее направление содержит целый комплекс методик разномасшабного изучения механического поведения горных пород в процессе деформирования.

Сформулированные выше задачи смежных дисциплин наук о Земле объединяются в рамках одной науки — тектонофизики. При ее создании М.В. Гзовским [1954] впервые было дано понятие тектонических напряжений как напряжений, ответственных за формирование локальных и региональных деформационных структур земной коры и литосферы. В данном определении ключевыми факторами, требующими добавления к понятию "напряжения" слова тектонические, являются масштаб объектов исследования (первые десятки метров-десятки километров) и сам объект исследования - горные породы. В качестве более общего определения термина "тектонические напряжения" следует принять напряжения, ответственные за деформации достаточно больших масс горных пород, которые возникают вследствие действия внутренних распределенных гравитационных сил или температурных воздействий, а также как результат взаимодействия с соседними структурными элементами, т.е. в результате внешнего нагружения вдоль границы исследуемого объекта. В этом случае напряжения, действующие на микроскопическом (структуры, наблюдаемые в оптический или электронный микроскоп: кристаллы, зерна и агрегаты) и макроскопическом (структуры, наблюдаемые невооруженным глазом в отдельных кусках горных пород) уровнях, нельзя считать чисто тектоническими, поскольку на этих масштабных уровнях вклад в напряженное состояние процессов, связанных с физико-химическими изменениями вещества, может быть более существен. Использованная выше градация масштабных уровней взята из работы Л.Оберта [1976], который подчеркивал, что в механике разрушений металлов и других технических материалов исследователи имеют дело с субмикроскопическим, микроскопическим

и макроскопическим масштабами. В противоположность этому задача исследования тектонических напряжений в массивах горных пород отвечает мегаскопическому масштабу осреднения (структуры с линейным размером от десятков и сотен метров до десятков и сотен километров).

В тектонофизике созданы методы экспериментального изучения (реконструкции) параметров тектонических напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, использующие для анализа данные о сколовых разрывах и трещинах (данные о механизмах очагов землетрясений). В подобных методах активные разрывы и трещины следует рассматривать как своеобразные динамометры, тензодатчики напряжений и деформографы, которые обычно используются при осуществлении лабораторных экспериментов по деформированию образцов горных пород. Таким образом, методы реконструкции тектонических напряжений мегаскопического масштаба определенным образом эквивалентны тем инструментам исследования напряжений и деформаций, которые имеет экспериментатор при лабораторном моделировании, но для объектов несоизмеримо меньшего масштаба.

В настоящей книге представлен метод катакластического анализа разрывных нарушений для расчета тектонических напряжений и отвечающих им квазипластических деформаций массивов горных пород. Этот метод включает определение всех компонентов тензоров напряжений и приращений квазипластических (трещинных) деформаций, а также определение параметров прочности хрупких массивов горных пород масштабного уровня, отвечающего наиболее представительному размеру используемых для реконструкции разрывных нарушений. Основной акцент в методе делается на различие в поведении при деформировании сплошных образцов и природных массивов, обладающих множеством дефектов в виде поверхностей пониженной прочности.

Данный метод следует рассматривать как развитие методологии изучения природных полей тектонических напряжений, включающей методы реконструкции ориентации осей главных напряжений и сейсмотектонических деформаций (Е.Андерсон, М.В. Гзовский, Ю.В. Ризниченко, Дж. Брюн, Е. Кэри, Ж. Анжелье, О.И. Гущенко, С.Л. Юнга, П.Н. Николаев, В.В. Степанов, Дж. Гефард, В.Д. Парфенов, Л.М. Расцветаев, Л.А. Сим, С.И. Шерман и др.), методы оценки прочности – величин напряжений для участков земной коры (Р. Сибсон, Дж. Ренелли, Д. Мерфи и др.), а также результаты лабораторных испытаний образцов горных пород (К. Моги, Дж. Байерли, Дж. Хэндин, Р. Стески, Ф. Руммель, А.Н. Ставрогин и др.).

Метод катакластического анализа разрывных нарушений лежит в основе нового направления экспериментального изучения тектонического напряженно-деформированного состояния и свойств массивов горных пород в их естественном залегании, поскольку является единственным, где расчет всех параметров тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций выполняется в рамках единой методики.

Метод катакластического анализа разрывных нарушений позволяет осуществлять согласованный расчет ориентации главных осей тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций и коэффициентов, определяющих вид этих тензоров. Предлагаемый подход опирается на исследование трещин сдвига и сочетает в себе как принципы теории предельных состояний при хрупком разруше-

Предисловие

нии, так и принципы механики континуума. Алгоритм расчета ориентирован на нахождение параметров указанных тензоров, для которых обеспечивается максимально эффективное выделение внутренней упругой энергии геомассива.

В рамках данного метода предложен новый способ оценки величин эффективного давления и максимальных касательных напряжений, использующий на качественном уровне закономерности активизации существующих трещин, наблюденные в экспериментах над образцами пород, и новый метод оценки параметров, характеризующих механические свойства природных массивов горных пород (в частности, параметров прочности при хрупком разрушении). На основе положений теории предельного состояния Кулона при хрупком разрушении сформулирован новый критерий идентификации плоскости, реализованной в очаге землетрясения.

Полученные результаты реконструкции тектонических напряжений следует рассматривать как базисные для теоретической геомеханики, тектонофизики, прикладной сейсмологии, ряда разделов геодинамики и физики очага землетрясений. Выполненные исследования дают возможность получать оценки величин тектонических напряжений непосредственно по натурным данным. Эти результаты найдут приложение при создании карт сейсморайонирования тектонически активных участков земной коры, для оценки сейсмического риска и при прогнозировании месторожdeний полезных ископаемых. Критерий выделения реализованной плоскости в очаге землетрясения, сформулированный на основе выполнения условия максимальной диссипации энергии, позволяет решать проблему детального анализа сейсмогенерирующих структур сейсмоактивных зон. Результатом этого анализа должно стать создание карт сейсмогенерирующих структур — зон ВОЗ и уточнение сейсмического риска.

Исследование зависимости характера квазипластического течения от параметров напряженного состояния и предложенные способы оценки прочностных параметров массивов горных пород для реальных участков земной коры позволяют создавать реологические модели геофизической среды, более полно учитывающие ее структурное строение. Эти результаты вместе с результатами реконструкции параметров напряженного состояния будут использованы при численном математическом моделировании геодинамического состояния тектонически активных участков литосферы. Исследования, направленные на оценку динамических параметров очага землетрясения (сбрасываемые напряжения, энергия сейсмических волн, снимаемая энергия), позволят уточнить параметры максимальных магнитуд в зонах ВОЗ и найдут приложение при оценке сейсмоопасности. В совокупности представляемый в книге подход к анализу характера и параметров квазипластического течения горных массивов позволяет с новых позиций взглянуть на проблему влияния человеческой деятельности на сейсмотектонический режим участков земной коры и дает возможность выбирать такие промышленные режимы, при которых снижается вероятность возникновения сильных землетрясений.

Начало работы автора по данной тематике было определено его учителем — крупным механиком, выдающимся ученым и замечательным человеком Адрианом Сергеевичем Григорьевым (1911—1991). В начале 1990-х годов он посоветовал автору книги заняться методическими аспектами проблемы реконструкции тектонических напряжений, говоря о необходимости обоснования с позиции механики алгоритма метода кинематического анализа совокупностей сколовых трещин, развиваемого в те годы в лаборатории тектонофизики ИФЗ РАН О.И. Гущенко. Длительное сотрудничество с одним из наиболее известных отечественных тектонофизиков О.И. Гущенко оказало большое влияние на формирование взглядов автора на проблему.

Автор благодарит сотрудников лаборатории тектонофизики ИФЗ РАН А.В. Михайлову, Д.Н. Осокину, Ф.Л. Яковлева, в течение многих лет непосредственно помогавших в проведении исследований, лежащих в основе книги; сотрудников этого института – Ж.Я. Аптекман, С.С. Арефьева, М.А. Беэра, А.А. Лукк, Т.В. Романюк и других, совместные работы с которыми позволили автору глубже понять ряд важных аспектов проблемы. Чрезвычайно полезными были обсуждения на семинарах и при личных контактах с сотрудниками ИФЗ РАН – Б.Г. Костровым, Л.В. Никитиным, В.Н. Николаевским, В.О. Михайловым; ГИН РАН – М.Л. Коппом, А.В. Лукъяновым, В.Г. Трифоновым, МГУ им. М.В. Ломоносова – Е.А. Ломакиным, Л.М. Расцветаевым, Л.А. Сим; МИТП РАН – Б.Г. Букчиным, А.В. Ландером; ИЗК СО РАН – С.И. Шерманом, С.А. Борняковым, К.Ж. Семинским; ИПРИМ РАН – А.А. Мовчаном и МГРИ – Н.Ю. Васильевым. Автор выражает большую благодарность академикам С.В.Гольдину, Ю.Г. Леонову и В.Н. Страхову за проявленное внимание и поддержку, профессору Парижского университета Ж. Анжелье за полезные советы и помощь, а также профессорам Ю. Мураками (JGS), У. Муни (USGS) и А.Д. Гвишиани (ИФЗ РАН), поддержавшим эти исследования в рамках ряда международных геофизических проектов.

глава

БАЗИС АНАЛИЗА ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Разработка методов оценки природных напряжений предопределяет проведение исследований на стыке нескольких научных дисциплин: экспериментальной и теоретической геомеханики, тектонофизики, сейсмологии и геологии. При этом речь идет об использовании методов тектонофизики, опирающихся на фундаментальные достижения геомеханики, при анализе данных, получаемых геологическими и сейсмологическими методами. Сейсмологические и геологические данные о геометрии и кинематике (морфологии) сдвиговых структур земной коры землетрясений, разрывов, трещин - имеют свои специфические параметры и особенности представления, незнакомые механикам. Установление взаимосвязи этих параметров с характеристиками напряженно-деформированного состояния требуют от сейсмологов и геологов знания базовых положений механики и результатов изучения закономерности хрупкого разрушения, полученных в лабораторных экспериментах. Сам объект исследования – крупные массивы горных пород с размерами в сотни метров и десятки километров — существенно отличается от образцов (первые сантиметры и десятки сантиметров), с которыми обычно имеет дело экспериментальная механика, и поэтому разрабатываемые методы анализа природных напряжений требуют развития новых подходов и творческого осмысления устоявшихся понятий и определений.

1.1. ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ

1.1.1. Напряжения

Тензор напряжений. Согласно определению напряжение характеризует собой величину силы *F*, действующей на единицу площади *S*, для площадки, мысленно выделенной в рассматриваемом объеме среды, при устремлении линейного размера площадки *S* к нулю

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad \text{при } S \to 0. \tag{1.1}$$

В этом случае говорят о напряжениях в точке среды. В механике композитов и в геомеханике [Победря, 1984; Николаевский, 19966] при анализе состояния неоднородных, многофазных на микроскопическом уровне сред переходят к более общему понятию напряжений, отбрасывая положение о бесконечной малости площадки осреднения. В этом случае под точкой, для которой рассчитываются параметры напря-



Рис. 1.1. Ориентация компонент тензора напряжений $\sigma_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$ на трех взаимно ортогональных гранях куба

женного состояния, понимается центр объема осреднения параметров макроскопического масштаба. При действии вдоль площади *S* неравномерной распределенной нагрузки *q* напряжения в виде (1.1) характеризуют среднюю для данной элементарной площадки распределенную нагрузку:

$$F = \int_{S} q dS. \tag{1.2}$$

Таким образом, понятие "напряжения" неразрывно связано с линейным размером площадки, для которой эти напряжения рассчитываются. Существует понятие иерархии напряжений, когда для одного и того же объема среды можно представить разные по величине поля напряжений, характеризующие механизм его деформирования при разном уровне осреднения [Осокина, 1987].

В рамках классической механики напряженное состояние в «точке» в произвольной системе координат $x_1 x_2 x_3$ полностью описывается тензором напряжений \mathbf{T}_{σ} второго ранга (рис. 1.1), имеющим шесть независимых компонент σ_{ii} (*i*, *j* =: 1, 2, 3):

$$\mathbf{T}_{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{vmatrix},$$
(1.3)

т.е. предполагается симметрия тензора напряжений, обусловленная отсутствием момента вращения так, что $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. В правой ортогональной системе координат, связанной с ортами e_i (i = 1, 2, 3), три компоненты тензора σ_{ii} определяют напряжения растяжения (положительные) или сжатия (отрицательные), действующие вдоль нормали e_i к площадке осреднения и в дальнейшем именуемые "нормальные напряжения", а три компоненты σ_{ij} ($i \neq j$) определяют напряжения, действующие вдоль самой площадки осреднения и в дальнейшем именуемые "касательные напряжения". Индексы при касательных напряжениях σ_{ij} соответствуют индексу орта e_j , в направлении которого оно действует, и индексу орта e_i , являющегося нормалью к площадке действия данного касательного напряжения.

В отличие от нормальных напряжений знак касательных напряжений зависит от их ориентации в выбранной системе координат. Для площадки, нормаль к которой совпадает с положительным направлением оси координат, положительный знак касательного напряжения принимается при совпадении его ориентации с положительным направлением другой оси координат. Для площадки, нормаль к которой совпадает с отрицательным направлением оси координат, положительный знак касательного напряжения принимается при совпадении его ориентации с отрицательным направлением другой оси координат (см. рис. 1.1). Такой выбор знаков связан с правилом уменьшения в процессе деформирования угла между волокнами, направленными вдоль соответствующих осей координат при положительном сдвите [Новожилов, 1948].

Заметим, что осреднение параметров тензора напряжений для микронеоднородных сред может привести к появлению вращающих моментов в макрообъеме. В этом случае условие парности касательных напряжений не будет выполняться ($\sigma_{ij} \neq \sigma_{ji}$) и необходимо будет перейти к представлениям тензора напряжений с позиций несимметричной механики.

Помимо данного выше определения напряжений в механике на основе энергетического подхода дается более общее определение

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial U}{\partial \varepsilon_{ij}},\tag{1.4}$$

которое, на самом деле, и предоставляет возможность для описания процессов пластического деформирования, а также деформирования сложно построенных на микроуровне сред. В выражении (1.4) U – упругий, или пластический потенциал, определяющий плотность распределения внутренней энергии тела в единице объема, а ε_{ij} – компоненты тензора деформаций (или скорости деформаций для пластического тела). Выражение (1.4) определяет напряжения как вариации по упругим деформациям или по скоростям пластических деформаций от механической энергии, накопленной в конечном объеме среды в процессе деформирования.

Инварианты тензора и девиатора напряжений. В зависимости от выбора системы координат (выбора ориентации площадок осреднения) компоненты тензора напряжений изменяются. Однако существуют инварианты тензора напряжений, не зависящие от выбираемой системы координат, являющиеся коэффициентами характеристического кубического уравнения

$$\sigma^{3} - I_{1}\sigma^{2} + I_{2}\sigma - I_{3} = 0, \tag{1.5}$$

на основании которого и определяются главные значения тензора напряжений [Работнов, 1979]. Выражения для инвариантов тензора напряжений имеют вид:

$$I_{1}(\mathbf{T}_{\sigma}) = \sigma_{ii},$$

$$I_{2}(\mathbf{T}_{\sigma}) = -\left(\sigma_{ij}\sigma_{ij} - \sigma_{ii}\sigma_{jj}\right)/2,$$

$$I_{3}(\mathbf{T}_{\sigma}) = \left(2\sigma_{ij}\sigma_{jk}\sigma_{ik} - 3\sigma_{ij}\sigma_{ji}\sigma_{kk} + \sigma_{ii}\sigma_{jj}\sigma_{kk}\right)/6$$
 при *i*, *j*, *k* = 1, 2, 3. (1.6)

В выражениях (1.6) следует производить тензорное суммирование. Тензор напряжений можно представить в виде суммы двух тензоров:

$$\mathbf{T}_{\sigma} = \sigma_0 \mathbf{T}_1 + \mathbf{D}_{\sigma},\tag{1.7}$$

где D_{σ} – девиатор напряжений, характеризующий напряжения, связанные с изменением формы деформируемого объекта, T_1 – единичный тензор Кронекера (δ_{ij}), σ_0 – шаровая компонента тензора напряжений, равная среднему от главных значений тензора и соответствующая среднему всестороннему давлению, взятому с обратным знаком (положительная величина всестороннего давления отвечает изотропному сжатию):

$$\sigma_0 = I_1(\mathbf{T}_{\sigma}) / 3 = -p. \tag{1.8}$$

Таким образом, девиаторные компоненты тензора напряжений определятся как

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_0$$
 при $\delta_{ij} = 0$ ($j \neq i$) и $\delta_{ij} = 1$ ($i, j = 1, 2, 3$). (1.9)

Для девиатора напряжений существуют свои инварианты, первый из которых тождественно равен нулю, а второй и третий имеют вид [Качанов, 1948]:

$$I_2(\mathbf{D}_{\sigma}) = -s_{ij}s_{ji} / 2; \ I_3(\mathbf{D}_{\sigma}) = s_{ij}s_{jk}s_{ki} / 3.$$
(1.10)

Второй инвариант девиатора напряжений определяет величину интенсивности касательных (девиатора) напряжений [Генки, 1937]

$$\tau_I = \sqrt{|I_2(\mathbf{D}_{\sigma})|}.\tag{1.11}$$

Для состояния чистого и простого сдвига (см. ниже) интенсивность касательных напряжений равна модулю максимальных касательных напряжений, отвечающих данному тензору напряжений.

Главные напряжения. Всегда можно подобрать такую ориентацию ортогональной системы координат, для которой будут отсутствовать касательные напряжения, действующие на площадках, нормалями к которым являются орты этой системы (рис. 1.2). Величины этих напряжений можно получить из решения характеристического уравнения (1.5). В такой системе координат не нулевыми являются только нормальные напряжения, определяющие главную диагональ тензора напряжений (1.3), которые называются главными и обозначаются как σ_i (i = 1, 2, 3). Направления их действия называются осями главных напряжений, или осями тензора напряжений:

14



Рис. 1.2. Площадки действия трех главных напряжений $\sigma_i(i = 1, 2, 3)$

σ_{l}	0	0
$\mathbf{T}_{\sigma} = 0$	σ_2	0
0	0	σ_3

В классической механике и механике конструкций существует правило расстановки индексов главных напряжений:

$$\sigma_1 \ge \sigma_2 \ge \sigma_3, \tag{1.13}$$

при положительных значениях — для растягивающих напряжений, и при отрицательных — для сжимающих.

В главных напряжениях выражения для инвариантов девиатора напряжений (1.10) принимают вид:

$$I_2(\mathbf{D}_{\sigma}) = -\left(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2\right)/2; \quad I_3(\mathbf{D}_{\sigma}) = s_1 s_2 s_3.$$
(1.14)

Максимум касательных напряжений достигается на двух взаимно ортогональных площадках, линия пересечения которых совпадает с осью промежуточного из главных напряжений, а нормали являются биссектрисами смежных углов между алгебраически максимальным и алгебраически минимальным главными напряжениями (рис. 1.3), при этом

$$\tau_{13} = \pm(\sigma_1 - \sigma_3)/2 = \pm(s_1 - s_3)/2. \tag{1.15}$$

В силу произвольности выбора системы координат на площадках действия максимальных касательных напряжений вместо (1.15) удобнее использовать выражение

$$\tau = (\sigma_1 - \sigma_3) / 2. \tag{1.16}$$

Следует отметить, что в зарубежной научной литературе, посвященной проблемам реконструкции тектонических напряжений, часто используются представления о главных напряжениях, следующие из механики грунтов. При этом соотношение (1.13) сохраняется, но считается, что положительными являются сжимающие напря-



Рис. 1.3. Сопряженные площадки действия максимальных касательных напряжений в системе координат, связанной с главными осями тензора напряжений

жения, в качестве σ_1 полагается максимальное, а в качестве σ_3 – минимальное из сжимающих главных напряжений.

Вид тензора напряжений и эллипсоид напряжений. Оси главных напряжений совпадают с главными осями эллипсоида напряжений, математическое описание поверхности которого в главных напряжениях дается выражением:

$$(x_i / \sigma_i)^2 = 1.$$
(1.17)

Здесь x_i (i = 1, 2, 3) – координаты поверхности в произвольном правом ортогональном базисе e_i , связанном с осями главных напряжений, а σ_i – главные радиусы эллипсоида. Расстояние от центра эллипсоида до любой точки его поверхности определяет величину нормального напряжения, действующего в этом направлении. Гиперболические поверхности Коши [Cauchy, 1827], уравнение которых можно получить, положив правую часть (1.17) нулевой, разделяют на эллипсоиде напряжений области с разным знаком девиаторных нормальных напряжений. Таким образом, геометрический образ эллипсоида напряжений дает представление только о компонентах тензора, расположенных вдоль главной его диагонали (нормальных напряжениях).

Вид тензора и форма эллипсоида напряжений определяются коэффициентом Лоде-Надаи, характеризующим соотношение главных значений тензора и осей эллипсоида:

$$\mu_{\sigma} = 2 \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} - 1. \tag{1.18}$$

Используя (1.9) и (1.16), для девиаторных напряжений можно записать:

$$\mu_{\sigma} = \frac{3s_2}{2\tau}.\tag{1.19}$$

Определение главных напряжений в виде (1.13) накладывает ограничение на диапазон изменения коэффициента Лоде–Надаи, экстремальными значениями которого являются числа от +1 до 1. Величина $\mu_{\sigma} = 0$ отвечает состоянию чистого или простого сдвига, когда $s_2 = 0$ и $s_1 = -s_3$. Экстремальные значения μ_{σ} отвечают напряженным состояниям девиаторного одноосного сжатия (эллипсоид напряжений "сплюснут" в направлении оси максимального девиаторного сжатия и имеет близкое к круговому сечение, нормальное к этой оси): $s_1 = s_2 = -0.5s_3$ ($\mu_{\sigma} = +1$), и растяжения (эллипсоид напряжений "вытянут" в направлении оси максимального девиаторного растяжения и имеет близкое к круговому сечение, нормальное к этой оси): $-s_2 = -s_3 = 0.5s_1$ ($\mu_{\sigma} = -1$). Когда μ_{σ} отличается от этих "реперных" значений, говорят о трехосном напряженном состоянии (данное определение не вполне корректно, так как любое напряженное состояние имеет три оси действия главных напряжений). Заметим попутно, что состояния девиаторного одноосного сжатия или растяжения ничего не говорят о величине всестороннего сжатия, определяемого выражением (1.8).

В зарубежной научной литературе, посвященной реконструкции тектонических напряжений, вместо коэффициента Лоде–Надаи используют параметр Ф, именуемый "ratio". Между Ф и μ_{α} имеется простая связь:

$$\mu_{\sigma} = 1 - 2\Phi. \tag{1.20}$$

Представление тензора напряжений через его главные параметры. Параметры *p*, τ, µ_σ, определяемые согласно (1.8), (1.16) и (1.18), можно назвать *главными скалярными параметрами* тензора напряжений. Эти характеристики, согласно их определению, инвариантны к выбору системы координат. В системе координат, связанной с главными осями тензора напряжений, компоненты напряжений можно представить в виде

$$σi = -p + fiτ$$
 при $f_1 = 1 - μ_σ / 3$, $f_2 = 2μ_σ / 3$, $f_3 = -(1 + μ_σ / 3)$. (1.21)

Задание ориентации трех главных напряжений в виде трех эйлеровых углов (см. далее), а также величин p, τ и μ_{σ} полностью определит тензор напряжений. Согласно (1.12) и (1.21), тензор напряжений в системе координат, связанной с его главными осями, может быть представлен как

$$\mathbf{T}_{\sigma} = -p\mathbf{T}_{1} + \tau \begin{vmatrix} 1 - \mu_{\sigma} / 3 & 0 & 0 \\ 0 & 2\mu_{\sigma} / 3 & 0 \\ 0 & 0 & -1 - \mu_{\sigma} / 3 \end{vmatrix}.$$
(1.22)

Выражение для второго и третьего инвариантов девиатора напряжений (1.14) через главные параметры тензора определится следующим образом:

$$I_{2}(\mathbf{D}_{\sigma}) = -\tau^{2}(1 + \mu_{\sigma}^{2}/3), \ I_{3}(\mathbf{D}_{\sigma}) = -2\tau^{3}\mu_{\sigma}(1 - \mu_{\sigma}^{2}/9)/3.$$
(1.23a)

В теории хрупкого разрушения и теории пластичности важную роль играет анализ напряжений на октаэдрической площадке площадке, равнонаклонной к главным осям тензора напряжений. Направляющие косинусы нормали к этой площадке в системе координат, связанной с главными напряжениями, $-l_{kn} = 1/\sqrt{3}$ (k = 1, 2, 3), нормальное напряжение равно шаровой компоненте тензора σ_0 , а касательное напряжение напряжением

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2}{3} \left| I_2(D_0) \right|}.$$
(1.236)

Компоненты тензора напряжений на наклонных площадках. Выражения для компонент тензора напряжений на произвольно ориентированных площадках с нормалью *n*, записываются через известные главные напряжения в виде:

$$\sigma_{ii} = \sigma_k l_{ik} l_{ik}, \quad i, j = n, t, m.$$
(1.24)

Здесь $l_{ik}(k = 1, 2, 3)$ для i = n, t, m – соответственно направляющие косинусы правой тройки ортогональных единичных векторов n, t, m в системе координат, связанной с направлением действия главных напряжений σ_k . Можно также говорить, что l_{ik} (i = n, t, m) представляют собой направляющие косинусы вектора, совпадающего с направлением действия главного напряжения σ_k в системе координат ntm, связанной с искомой площадкой. Выражение (1.24) можно переписать, используя главные параметры тензора напряжений и выражения (1.21):

$$\sigma_{ii} = -\delta_{ii} p + \tau f_k l_{ik} l_{ik}, \ i, j = n, t, m.$$
(1.25)

Для площадки с нормалью *n* говорят о действующем на этой площадке векторе напряжений, определяемом выражением

$$σn = πn + τn \quad \text{при } πn = σnnν, \quad τn = σnlτ + σnmμ.$$
(1.26)

Направление действия вектора σ_n определяется направлением действия нормальных p_n и касательных τ_n сил, приложенных к элементарной площадке, а его величина характеризует интенсивность этой поверхностной нагрузки (рис. 1.4). В целом параметры вектора σ_n зависят от координат центра бесконечно малого объема внутри деформируемого тела конечных или бесконечных размеров, а также от ориентации элементарной площадки.



Рис. 1.4. Компоненты (нормальная — p_n и касательная — τ_n) вектора напряжений σ_n на наклонной площадке с номалью *n*

Главные оси тензора напряжений в географической системе координат. Ориентация произвольного вектора *n* может быть задана двумя углами, один из которых определяет его простирание — угол от проекции вектора на горизонтальную плоскость до направления на север, отсчитываемый против часовой стрелки, а другой β — угол между вектором *n* и его проекцией на горизонтальную плоскость (рис. 1.5, *a*). В правой координатной системе *NEZ* (север, восток, к центру Земли) для направляющих ко-синусов вектора *t* имеем следующие соотношения

$$l_{Nn} = \cos \alpha \cdot \cos \beta,$$

$$l_{En} = \sin \alpha \cdot \cos \beta,$$

$$l_{Zn} = \sin \beta.$$
(1.27)

Плоскость также может быть задана с помощью задания вектора нормали к ней (полюс плоскости). При задании положения плоскости разрыва обычно характеризуют положение и кинематические параметры висячего крыла (рис. 1.5, *б*). Заметим, что вектор погружения плоскости (*dip* – вектор, лежащий в плоскости и имеющий максимальный по величине угол погружения), вектор простирания (*str* – горизонтальный вектор, лежащий в плоскости) вместе с вектором нормали *n* (*pole*) составляют правую ортогональную тройку векторов.

Таким образом, каждая из осей главных напряжений может быть задана своим углом простирания и погружения (восстания). В то же время в правой ортогональной системе координат, построенной на базисе e_i (i = N, E, Z), орты которого связаны с направлением на север $-e_N$, направлением на запад $-e_E$ и направлением к центру Земли $-e_Z$, тройка осей главных напряжений может быть задана с помощью трех эйлеровых углов α , β , ϕ так, как это показано на рис. 1.6. При этом направляющие коси-



Рис. 1.5. Задание вектора (*a*) и плоскости (*б*) в географической системе координат. Пояснения см. в тексте

Рис. 1.6. Задание главных осей тензора напряжений σ_i (i = 1, 2, 3) в географической системе координат



нусы главных напряжений l_{ik} (k = 1, 2, 3) имеют вид:

$$\begin{split} l_{N1} &= \cos \varphi \cdot \sin \alpha - \sin \varphi \cdot \cos \alpha \cdot \sin \beta, \\ l_{E1} &= -\cos \varphi \cdot \cos \alpha - \sin \varphi \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta, \\ l_{Z1} &= \sin \varphi \cdot \cos \beta, \\ l_{N2} &= \sin \varphi \cdot \sin \alpha + \cos \varphi \cdot \cos \alpha \cdot \sin \beta, \\ l_{E2} &= -\sin \varphi \cdot \cos \alpha + \cos \varphi \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta, \\ l_{Z2} &= -\cos \varphi \cdot \cos \beta, \\ l_{Z3} &= -\cos \varphi \cdot \cos \beta, \\ l_{Z3} &= \sin \alpha \cdot \cos \beta, \\ l_{Z3} &= \sin \beta. \end{split}$$
(1.28)

Здесь α и β соответственно углы простирания и погружения вектора σ_3 , а φ – угол, в плоскости с нормалью σ_3 , отсчитываемый по часовой стрелке, от вектора простирания этой плоскости (*str*) до вектора σ_1 , направленного также в сторону погружения данной оси напряжения (см. рис. 1.5). Направление оси промежуточного главного напряжения определяется на основании правила правой ортогональной тройки векторов.

Круговая диаграмма Мора. О. Мор [Mohr, 1906] предложил для графического описания напряженного состояния на произвольных площадках использовать круговую двумерную диаграмму, для которой вдоль горизонтальной оси откладываются нормальные напряжения, а вдоль вертикальной – касательные напряжения, действующие на произвольно ориентированных площадках (см. рис. 1.7). Пространство, отсекаемое внутри большого круга Мора малыми кругами, определяет геометрическое место точек, характеризующих нормальные и касательные напряжения на соответствующей наклонной площадке. Точки 12, 13, 23 (рис. 1.7) определяют положение площалок, нормалями к которым являются соответственно биссектриса угла между главными осями напряжений $\sigma_1, \sigma_2; \sigma_1, \sigma_3$ (площадка действия максимальных касательных напряжений); σ_2, σ_3 . Линии, соединяющие эти точки, определяют геометрическое место точек для площадок, нормали к которым лежат в плоскости, содержащей биссектрисы углов соответствующей пары главных напряжений.

Покажем, что при таком представлении удобно использовать инвариантные к выбору системы координат характеристики тензора напряжений: p, τ , μ_{σ} . Согласно (1.24) и (1.21), компоненты напряжений на наклонных площадках с нормалью *n* можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{ni} = -p\delta_{ni} + \tau \left[(1 - \mu_{\sigma})l_{n1}l_{11} - (1 + \mu_{\sigma})l_{n3}l_{13} + \delta_{ni}\frac{2}{3}\mu_{\sigma} \right], \quad i = n, t, m,$$
(1.29)

где *n*, *t* и *m* – образуют ортогональную тройку векторов, а I_{ik} – направляющие косинусы соответствующих векторов в системе координат, связанной с ориентацией главных осей тензора напряжений (k = 1, 2, 3). Если вектор *t* совпадает с направле**Рис. 1.7.** Круги Мора для графического представления напряженного состояния на произвольно ориентированных площадках (здесь и на др. рисунках с диаграммами Мора направо откладываются отрицательные значения нормальных напряжений σ_{nn})



нием действия касательных напряжений на площадке с нормалью *n*, то выражения лля нормальных и касательных напряжений на этой площадке примут вид:

$$\sigma_{nn} = -p + \tau \overline{\sigma}_{nn}, \ \tau_n = \sigma_{nt} = \tau \overline{\sigma}_{nt} \tag{1.30}$$

при

$$\overline{\sigma}_{ni} = (1 - \mu_{\sigma}) l_{n1} l_{i1} - (1 + \mu_{\sigma}) l_{n3} l_{i3} + \delta_{ni} \frac{2}{3} \mu_{\sigma}, \quad i = n, t.$$
(1.31)

Здесь $\overline{\sigma}_{nn}$ и $\overline{\sigma}_{nt}$ – девиаторные напряжения, нормированные на модуль максимального касательного напряжения.

Горизонтальная координата центра большого круга Мора — точки *О*, для произвольного напряженного состояния (см. рис. 1.7) соответствует нормальным напряжениям, действующим на площадках с максимальными касательными напряжениями, и определяется только величинами *p*, т и μ_{σ} :

$$\sigma_{o} = -(p + \tau \mu_{\sigma} / 3). \tag{1.32}$$

Если из нормальных напряжений (1.30) вычесть σ₀ и нормировать полученные напряжения на τ, то получим приведенные напряжения, которые будут в дальнейшем именоваться редуцированными напряжениями:

$$\tilde{\sigma}_{ni} = (1 - \mu_{\sigma}) l_{n1} l_{i1} - (1 + \mu_{\sigma}) l_{n3} l_{i3} + \delta_{ni} \mu_{\sigma}, \quad i = n, t.$$
(1.53)

Редуцированные напряжения позволяют построить круги Мора с совмещенным центром и внешним большим кругом одинакового единичного радиуса (рис. 1.8).

Рис. 1.8. Диаграмма Мора в редуцированных напряжениях



(1.22)

В этом случае $\tilde{\sigma}_1 = -\tilde{\sigma}_3$, а $\tilde{\sigma}_2 = \mu_{\sigma}$. Такое представление диаграммы Мора (в приведенных напряжениях) будет в дальнейшем использоваться при определении геометрического множества точек на кругах Мора, характеризующих процесс хрупкого разрушения множества квазиоднородно деформирующихся участков земной коры с разными параметрами тензора напряжений.

1.1.2. Деформация и вращение

Тензор деформаций. Деформации характеризуют относительные изменения длин и утлов и разделяются на деформации удлинения или укорочения вдоль данного направления и деформации сдвига между двумя ортогональными направлениями. Выделим в любом направлении малый отрезок длины *l*. Если в результате действия напряжений его длина изменилась на малую величину Λl , то деформации удлинения или укорочения выделенного элемента определятся как

$$e = \frac{\Delta l}{l}.\tag{1.34}$$

Термин "деформации сдвига" определяет компоненту, характеризующую величину изменения угла между двумя ортогональными до деформирования направлениями. В случае, если прямоугольный элемент в результате приложения внешних воздействий испытал малые деформации простого сдвига, связанные с плоскопараллельным смещением одной из его сторон (рис. 1.9), деформация сдвига определится как отношение

$$\gamma_{xy} = \frac{du_x}{dy}.$$
(1.35)

В случае малых деформаций объема, не сопровождающихся большими перемещениями и углами поворота (приводимые в этом разделе выражения будут отвечать именно такому деформированному состоянию объемов), в произвольной ортогональной системе координат, связанной с ортами e_i (i = 1, 2, 3), относительные изменения размеров и углов твердого тела под действием внутренних напряжений характеризуются тензором деформаций





$$\mathbf{T}_{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{vmatrix}, \tag{1.36}$$

компоненты которого связаны с производными от перемещений следующим образом:

$$\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2. \tag{1.37}$$

Здесь *u_i* — перемещение в направлении орта *e_i*, индекс после запятой означает дифференцирование компоненты перемещений по соответствующей координате.

Из (1.37) следует, что тензор T_{ε} симметричный, т.е. $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$. Заметим также, что компоненты тензора деформаций ε_{ij} связаны с деформациями элемента e_{ij} следующим образом:

$$\varepsilon_{ii} = e_{ii}$$
 при $i = 1, 2, 3$ и $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}e_{ij}$ при $i \neq j$. (1.38)

Деформации с парными индексами e_{ii} определяют удлинения (положительные) и укорочения (отрицательные) элемента конечной длины, расположенного вдоль соответствующей координатной оси с ортом e_i . Деформации с непарными индексами e_{ij} ($i \neq j$) определяют величины изменения углов между волокнами тела, расположенными до приложения нагружения вдоль координатных осей с ортами e_i и e_j соответственно. Правило знаков для деформации сдвига аналогично правилу знаков для касательных напряжений. Оно определяет в качестве положительных значений деформации, приводящие к уменьшению угла между волокнами, ортогональными до деформирования.

Тензор вращения. Среднее вращение микрообъемов в процессе деформирования характеризуется тензором вращения

$$\mathbf{T}_{\pi} = \begin{bmatrix} 0 & \pi_{12} & \pi_{13} \\ \pi_{21} & 0 & \pi_{23} \\ \pi_{31} & \pi_{32} & 0 \end{bmatrix},$$
(1.39)

компоненты которого связаны с производными от перемещений следующим образом:

$$\pi_{ij} = (u_{i,j} - u_{j,j})/2. \tag{1.40}$$

Тензор T_{π} является асимметричным тензором, поскольку $\pi_{ij} = -\pi_{ji}$. Согласно (1.38), компоненты тензора T_{π} , лежащие вдоль главной диагонали, равны нулю и поэтому тензор вращения достаточно просто связан с вектором вращения ω :

$$\omega_k = \pi_{ii}, \ k \neq i, j \quad (i, j, k = 1, 2, 3).$$
(1.41)

(1.42)





Компонента вектора вращения ω_i (*i* = 1, 2, 3) характеризует среднее относительное вращение микрообъема вокруг вектора, параллельного орту e_i . При этом за положительное значение принимается вращение, направленное по часовой стрелке.

Можно рассчитать угол поворота φ_z волокна, расположенного вдоль вектора r, вокруг оси z, к которой до деформаций волокно было ортогонально. Пусть ψ — угол, который волокно составляло с осью x до деформации (рис. 1.10), тогда в случае малых деформаций для φ , получим [Новожилов, 1948]

$$\varphi_{2} = \omega_{2} + \varepsilon_{rv} \cos(2\psi) + (\varepsilon_{rv} - \varepsilon_{vv}) \sin(2\psi) / 2.$$
(1.42)

Интеграл от последнего выражения по ψ в интервале изменений от 0 до 360° определяет среднее значение угла поворота для всех волокон, перпендикулярных оси *z*. Этот интеграл для малых деформаций равен $2\pi\omega_z$. Отсюда, в частности, следует, что значение $\omega_r = 1$ определяет поворот элемента на 360°.

В классической (симметричной) механике в силу (1.37) и (1.40) тензоры деформации и вращения не являются линейно независимыми. Существует следующая группа дифференциальных уравнений, связывающая компоненты тензоров деформации и вращения

$$\pi_{ij,k} = \varepsilon_{ik,j} - \varepsilon_{jk,i}. \tag{1.43}$$

Информация о характере пространственного распределения тензоров деформации и вращения является достаточным условием единственности решения кинематической задачи.

Тензор дисторсии. В механике также используется понятие тензора дисторсии как о сумме двух представленных выше тензоров

$$d_{ij} = \varepsilon_{ij} + \pi_{ij}. \tag{1.44}$$

Используя (1.37) и (1.40), находим выражение компонент тензора дисторсии через производные от смещений:

$$d_{ij} = u_{i,j}. \tag{1.45}$$





Из (1.44) следует, что тензор дисторсии является несимметричным. Согласно (1.45), компоненты тензора дисторсии с одноименными индексами (i = j) характеризуют относительные удлинения и укорочения вдоль соответствующего направления. Для малых деформаций компоненты с разными индексами ($i \neq j$) определяют угол поворота волокон, ориентированных в направлении j, относительно их первоначального положения в плоскости $k \neq i \neq j$ (см. рис. 1.9). При простом сдвиге в плоскости xOy, когда две противоположные грани куба смещаются параллельно друг другу (см. рис. 1.9), деформация сдвига e_{ii} равна дисторсии d_{ii} .

Здесь важно напомнить, что терминами чистого сдвига (рис. 1.11) и простого сдвига (см. рис. 1.9) характеризуют вполне определенное соответствие между собой величин деформаций по двум главным осям его девиатора (величина укорочения вдоль одной оси равна величине удлинения вдоль другой) — диагонали ромба на рис. 1.9 и рис. 1.11. Для изотропной среды обоим состояниям отвечает одинаковый тензор девиаторных напряжений со значением коэффициента Лоде—Надаи, равным нулю. Промежуточные главные девиаторные напряжений этого тензора равны нулю, а два других главных напряжения равны по величине, но противоположны по знаку.

Термины "чистый сдвиги" и "простой сдвиг" отличаются от часто употребляемого в геотектонике и тектонофизике понятия сдвигового деформированного (напряженного) состояния, под которым понимается вполне определенная в пространстве ориентация главных осей соответствующих тензоров (направление промежуточного главного напряжения субвертикальное). Следует также добавить, что понятия "чистый сдвиг" и "простой сдвиг" в механике используются, как правило, для описания различий кинематического типа нагружения для макрообъемов, испытывающих одинаковые напряженное и деформированное состояния. При этом различие между ними в том, что при чистом сдвиге диагонали квадрата при его трансформации в ромб не испытывают поворота (см. рис. 1.11), а при простом сдвиге поворачиваются. Таким образом, для чистого сдвига среднее вращение элемента есть нулевое, а для простого сдвига оно равно деформации сдвига.

Главные оси тензора деформации, главная ось тензора вращения. Всегда можно подобрать такую ориентацию ортогональной системы координат, в которой углы между волокнами, параллельными осям, и после деформации остаются ортогональными. В этом случае говорят, что компоненты тензора, расположенные вдоль главной его диагонали, являются главными ε_i (i = 1, 2, 3), при этом вводится правило расстановки индексов:

 $\varepsilon_1 \ge \varepsilon_2 \ge \varepsilon_3.$

(1.46)

Для тензора вращения π_{ij} можно выбрать такую систему координат, что только одна из его компонент будет ненулевая. Ось данной системы координат, ортогональная плоскости с ненулевой компонентой тензора вращения, называется главной осью вращения и совпадает с вектором вращения ω . В общем случае ось вращения не совпадет ни с одной из главных осей тензора деформаций. Таким образом, площадки, нормалями к которым являются главные оси тензора деформаций, испытывают поворот и изменение линейных размеров без искажения углов.

Для расчета тензора деформаций в произвольной системе координат, связанной с тройкой ортогональных единичных векторов *n*, *t*, *m* через тензор главных деформаций, имеются выражения, аналогичные (1.24):

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_k l_{ik} l_{jk}, \ i, j = n, t, m. \tag{1.47}$$

Здесь l_{ik} для i = n, t, m — соответственно направляющие косинусы правой тройки ортогональных единичных векторов n, t, m в системе координат, связанной с направлением погружения или восстания главных осей тензора деформаций ε_k (k = 1, 2, 3).

Вид тензора деформаций и эллипсоид деформаций. Главные компоненты тензора деформаций совпадают с главными осями эллипсоида деформаций, поверхность которого определяется компонентами тензора деформаций с помощью выражения

$$\left(x_i/\varepsilon_i\right)^2 = 1$$
 при $\theta = \varepsilon_i$ $(i = 1, 2, 3).$ (1.48)

Здесь 6 — деформации изменения объема, ε_i — главные радиусы эллипсоида деформаций.

Геометрический образ эллипсоида деформаций характеризует форму объектов круглой формы после их деформирования (малые деформации). Расстояние от центра эллипсоида до любой точки его поверхности определяет величину деформации изменения длины для этого направления. Так же как и для эллипсоида напряжений, гиперболические поверхности Коши, уравнение которых можно получить, положив правую часть (1.48) нулевой, разделяют на эллипсоиде деформаций области с разным знаком девиаторных деформаций изменения длины (деформации удлинения или укорочения).

Две ортогональные площадки, углы между которыми в процессе деформирования испытывают максимальные изменения, делят пополам смежные углы между осями алгебраически максимальной и алгебраически минимальной из главных деформаций (см. рис. 1.3), при этом величина изменения этих углов

$$\gamma_{13} = \pm (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) / 2. \tag{1.49}$$

Знак в выражении (1.49) определяется в соответствии с правилом знаков для касательных напряжений. В силу произвольности выбора системы координат удобнее принимать в качестве выражения для максимальных деформаций сдвига

$$\gamma = (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) / 2. \tag{1.50}$$

Вид тензора и форма эллипсоида деформаций определяется коэффициентом Лоде—Надаи, характеризующим соотношение главных его осей:

$$\mu_{\varepsilon} = 2 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 - \varepsilon_3} - 1. \tag{1.51}$$

Коэффициент Лоде—Надаи для деформаций изменяется от +1 до –1. Величина $\mu_{\varepsilon} = 0$ отвечает состоянию чистого сдвига, когда промежуточная компонента девиатора главных деформаций ε_2 равна нулю, а экстремальные значения μ_{ε} отвечают деформированным состояниям девиаторного одноосного укорочения и удлинения соответственно.

Как и для тензора напряжения, параметры θ, μ_ε, γ можно назвать главными параметрами тензора деформаций. В системе координат, связанной с главными осями тензора деформаций, компоненты последнего можно представить в виде

$$\varepsilon_{i} = \frac{1}{3}\Theta + q_{i}\gamma \quad \Pi P \varkappa \quad q_{1} = 1 - \mu_{\varepsilon} / 3, \ q_{2} = 2\mu_{\varepsilon} / 3 \quad q_{3} = -(1 + \mu_{\varepsilon} / 3). \tag{1.52}$$

Ориентация главных осей тензора деформаций также может быть задана углом простирания и углом погружения, при этом направляющие косинусы I_{ik} (k = 1, 2, 3) для главных осей тензора определятся согласно (1.28). Задание ориентации трех главных деформаций в виде трех эйлеровых углов α,β,φ , а также величин $\theta, \mu_{\epsilon}, \gamma$ полностью определит тензор деформаций.

1.1.3. Основные положения теории пластичности

Изучение закономерностей связей между деформациями и напряжениями в процессе упругопластического деформирования веществ было начато в середине XIX в. и затем осуществлялось в большом числе экспериментальных работ. Эксперименты по деформированию при больших пластических деформациях легли в основу созданной в начале ХХ в. теории пластичности. Основы теории первоначально создавались для объяснения пластических деформаций в металлах. В теории пластичности деформация рассматривается как макроскопически однородная, хотя она и ограничивается узкими полосами локализации – линиями скольжения. Металл считается макроскопически изотропным, когда зерна распределены беспорядочно и средние размеры отдельных кристаллов на два-три порядка меньше размеров образца. Макроскопическая деформация может быть описана посредством предположения, что в определенном направлении по системе субпараллельных плоскостей кристалл или зерно испытывают сдвиг вместе с вращением. Из экспериментов установлено, что напряжение, требующееся для возникновения зон локализации, зависит от ориентации кристаллов металла, при этом направление скольжения становится активным только при достижении на нем некоторого критического значения компоненты касательного напряжения.

В работах [Lode, 1926; Taylor, Quinney, 1931] было показано, что направления главных осей тензора напряжений и тензора приращений деформаций близки. Было также установлено, что хотя на пластической стадии и появляется систематическое отклонение от условия подобия тензоров напряжений и деформаций, выражающееся в несовпадении коэффициентов вида напряженного и деформированного состояний, однако приобретаемая с развитием пластических деформаций анизотропия незначительна, и в первом приближении можно говорить о сохранении и на начальной стадии пластического течения коаксиальности главных осей и подобии вида эллипсоида тензоров напряжений и деформаций для материалов, обладающих изотропными свойствами при малых деформациях.

Уравнения состояния. Изучение закономерностей развития необратимых деформаций и течения вязких и вязко-пластических материалов в их взаимосвязи с действующими напряжениями осуществляется в рамках реологии [Рейнер, 1962], а формализованные соотношения, связывающие динамические (напряжения) и кинематические параметры (деформации, скорости деформаций), именуются уравнениями состояния. Характер связи между компонентами тензоров напряжений и деформаций или приращений деформаций определяется не только интенсивностью напряженно-деформированного состояния, но и масштабом и временем рассмотрения явления — деформационного процесса. Это связано с тем, что остаточные деформации могут формироваться не только за счет пластической составляющей (теория пластичности), представляющей мгновенную реакцию среды на приложенные выше предела упругости напряжения, но и за счет "ползучей" составляющей (теория ползучести), когда в среде возникают остаточные деформации за счет длительного действия напряжений, не превышающих предел упругости.

В геомеханике могут приниматься различные модели состояний — от линейноупругого и идеально пластического твердого тела до нелинейного упруговязкого. В наиболее общем виде зависимость между тензором напряжений и тензором деформаций для упругоэластики можно представить в виде

$$\varepsilon_{ij} = E_{ijkl} \sigma_{kl}, \tag{1.53}$$

где E_{iikl} — тензор упругих модулей.

В рамках теории пластичности уравнения состояния определяют связь между тензором напряжений и тензором скорости пластических деформаций (теории течения) или тензором упругопластических деформаций (деформационная теория). Так, в теории течения для изначально изотропных материалов уравнения состояния связывают компоненты девиатора напряжений и тензора приращений деформаций (уравнения Леви–Мизеса) [Хилл, 1956]:

$$\frac{d\varepsilon_{ij}}{s_{ij}} = \text{const.}$$
(1.54)

Для описания поведения твердого тела в условиях ползучести уравнения состояния в наиболее общих случаях устанавливают связи между компонентами тензора напряжений, тензора скорости изменений напряжений и тензора скорости деформаций [Качанов, 1948].

Диаграмма упругопластического нагружения. В рамках современной теории пластичности существуют два основных графических приема представления процесса

Рис. 1.12. Диаграмма одноосного нагружения

Стадии деформирования: І – упругого, II – упругопластического с упрочнением, III – локализации пластических деформаций



упругопластического деформирования: 1) на основе построения диаграммы нагружения (деформирования) на параметрической области деформаций—напряжений (кривая деформационного упрочнения), и 2) путем построения поверхности нагружения (упрочнения) [Хилл, 1956] в многомерном пространстве напряжений (деформаций).

На рис. 1.12 показан вид кривой деформационного упрочнения при деформировании вплоть до разрушения при простом нагружении образца (одноосное сжатие или растяжение совместно с всесторонним давлением). Выделяются три основные стадии. Стадия I – упругого деформирования, не вызывающая остаточных деформаций после разгрузки. Стадия II – устойчивого упругопластического деформирования с упрочнением. На этой стадии идет накопление остаточных деформаций, причем увеличение деформаций сопровождается ростом напряжений. Переход от стадии упругого деформирования к упругопластическому определяется достижением напряжениями предельных значений, определяемых выражением для условия (критерия) начала текучести. Стадия III – локализации пластических деформаций. Это стадия неустойчивости, сопровождающаяся падением напряжений при росте пластических деформаций (состояние *пластической разгрузки*).

Уменьшение величины активного напряжения (напряжения, определяющего характер деформационного процесса) на I и II стадиях деформирования, сопровождающееся уменьшением соответствующих деформаций, представляет собой состояние *упругой разгрузки*. Соответственно, состояние, в ходе которого происходит увеличение напряжений при одновременном увеличении деформаций, называют *нагружением*.

Расширяя интерпретацию результатов испытаний при одно- и двухосном нагружении (нагрузка на образец задается по одному или двум направлениям) на более обцие случаи трехосного нагружения, будем говорить, что состоянию нагружения соответствует состояние одновременного увеличения интенсивности касательных напряжений т₁ (1.11) и деформации сдвига γ₁ [Качанов, 1948],

$$d\tau_1 > 0, \ d\gamma_1 > 0, \tag{1.55}$$

при неуменьшении каждой из компонент соответствующих тензоров.

Если краевые условия, задаваемые на внешних границах области, в процессе деформирования меняются пропорционально одному из параметров, то такое нагружение именуют простым нагружением [Ильюшин, 1948]. Если в ходе простого нагружения путь нагружения находится на стадии упругопластического деформирования с упрочнением (стадия II, см. рис. 1.12) и в процессе деформирования сохраняется неизменность соотношений главных напряжений и главных приращений деформаций, а также постоянство ориентации главных осей этих тензоров для исследуемых объемов среды, говорят об установившемся процессе упругопластического деформирования. На этой стадии тензор приращений макропластических деформаций стремится быть подобным тензору эффективных упругих деформаций.

Условие текучести и поверхность текучести. Наиболее известными условием текучести для металлов являются критерий Треска—Сен-Венана, определяющий в качестве предельных напряжений максимальные касательные напряжения, и критерий Губера—Мизеса [Huber, 1904; Mises, 1928], в котором ответственным за начало пластического течения является октаэдрическое касательное напряжение τ_0 (1.236). Данные критерии текучести характеризуют идеальное пластическое течение, когда после их выполнения при дальнейшем упругопластическом деформировании упрочнения материала (увеличения значений предельных напряжений) не происходит.

В теории пластичности дается простая геометрическая интерпретация условиям текучести в пространстве трех главных напряжений. Такая возможность связана с тем, что для изотропных тел предельное состояние не зависит от пространственной ориентации тензора напряжений, а следовательно, может быть полностью определено тремя главными параметрами тензора напряжений *p*, *τ*, *µ*_σ, которые определяют величины главных напряжений. На рис. 1.13, *a*, *б* в таком трехмерном пространственной стве показаны граничные поверхности, отвечающие условию Треска—Сен-Венана и







Рис. 1.13. Поверхности нагружения в трехмерном пространстве главных напряжений для критериев текучести Треска–Сен-Венана (*a*) и Мизеса (*o*) и их вид в сечении девиаторной плоскостью (*b*)

Губера– Мизеса и именуемые "поверхности текучести" [Хилл, 1956] или "поверхности нагружения" [Ивлев, Быковцев, 1971]. Эти поверхности разделяют области чисго упругого (внутренняя область) и упругопластического поведения этих двух критериев текучести.

На рис. 1.13, *в* показано обычно используемое представление поверхности текучести в сечении с девиаторной плоскостью — плоскостью действия октаэдрических напряжений (октаэдрическая ось равнонаклонена ко всем трем главным осям). Для построения в этой плоскости граничной линии используется полярная в девиаторной плоскости система координат, в которой длина радиус-вектора соответствует значению октаэдрического напряжения τ_0 (1.236), а полярным углом является угол θ_{σ} (tg $\theta_{\sigma} = 3^{-0.5} \mu_{\sigma}$). Поверхность текучести строится для диапазона углов -.30° $\leq \theta_{\sigma} \leq 30°$ (только в этом секторе выполняется принятое в механике правило расстановки индексов при главных напряжениях $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$). Далее, используя известную симметрию поверхности текучести относительно осей главных напряжений, в девиаторной плоскости кривая текучести замыкается.

Для грунтов и горных пород в качества критерия перехода от упругого к упругопластическому поведению используется критерий текучести Драккера–Прагера [Drucker, Prager, 1952], связывающий между собой два первых инварианта тензора напряжений

 $F(I_1, I_3) = 3I_2 - mI_1, \tag{1.56}$

где m — скалярный коэффициент, I_1 и I_2 — первый и второй инварианты тензора напряжений (1.6). На рис. 1.14, a показана поверхность текучести, отвечающая условию (1.56). В трехмерном пространстве поверхность предела прочности представляет собой расширяющийся в отрицательном направлении значений главных напряжений конус с осью, совпадающей с октаэдрической осью. Это условие пластичности используется для рассмотрения задач медленного течения, осуществляющегося при высоких давления в средах, для которых предел текучести возрастает с увеличением среднего давления.

Наиболее простым критерием текучести для сред, в которых предел упругости зависит от давления (среды с внутренним трением), является критерий Геста—Прандтля [Guest, 1900; Prandtl, 1920], определяющий достижение предельного соотношения между нормальными и касательными напряжениями на площадке действия максимальных касательных напряжений. В случае линейной взаимосвязи этих параметров условие упругого поведения среды определяется выполнением следующего неравенства:

$$\tau + k_p \sigma_0 \le \tau_p,$$
 при $\sigma_0 \le 0.$ (1.57)

Здесь k_p и τ_p — параметры, определяющие предел упругого поведения для сред с внутреннем трением. В трехмерном пространстве граничная поверхность, отвечающая условию предела прочности, представляет собой расширяющуюся в отрицательном направлении значений главных напряжений шестигранную пирамиду с осью, совпадающей с октаэдрической осью (рис. 1.14, *б*). Ребра пирамиды сходятся на октаэд-







Рис. 1.14. Граничные поверхности в трехмерном пространстве главных напряжений для критериев текучести Драккера–Прагера (*a*) и Геста–Прандтля (*б*) и их вид в сечении девиаторной плоскостью (*в*)

Стрелки осей $\sigma_1,\,\sigma_2,\,\sigma_3$ соответствуют отрицательным их значениям

рической оси в точке, отстоящей от начала координат на величину τ_p/k_p [Shild, 1955].

В девиаторной плоскости граничная поверхность, отвечающая условию (1.57), может быть записана, с использованием (1.236) и (1.32), в следующем виде:

$$\tau_0 = \sqrt{2} \, \frac{k_p p + \tau_p}{\sqrt{3} \cos\theta_\sigma - k_p \sin\theta_\sigma}.$$
(1.58)

Построение граничной поверхности дает фигуру шестигранной формы с тремя осями симметрии (проекции главных осей напряжений на девиаторную плоскость), с удлиненными гранями в тех направлениях осей главных напряжений, для которых достигается состояние одноосного сжатия (см. рис. 1.14, *в*). Соотношение длин диагоналей шестиугольника, лежащих в плоскости симметрии, определяется выражением

$$\frac{\tau_{0(\mu_{q}=-1)}}{\tau_{0(\mu_{q}=+1)}} = \frac{3-k_{p}}{3+k_{p}},$$
(1.59)





из которого следует, что в состоянии одноосного сжатия горные породы способны выдержать бо́льшие девиаторные напряжения. Р. Хилл показал [1956], что форма записи критерия Геста—Прандтля в случае линейной взаимосвязи нормальных и касательных напряжений совпадает с формой записи критерия хрупкого разрушения Кулона [Coulomb, 1773]. Таким образом, вид изображенной на рис. 1.14, *б*, *в* поверхности соответствует виду поверхности хрупкого разрушения для сред с внутренним трением (см. раздел 1.3).

На рис. 1.14, *в* показана граничная поверхность, отвечающая критерию текучести (1.56). Видно, что при определенной схожести двух рассмотренных критериев между ними есть и существенные различия. Критерий (1.57) зависит от вида тензора напряжений, в то время как критерий (1.56) к нему безразличен.

О. Мор предложил другой способ геометрического представления таких предельных состояний — на основе конечного числа испытаний. Им была выдвинута гипотеза о том, что переход от упругого состояния к пластическому зависит от двух главных напряжений. Поэтому достаточно построить круги Мора, соответствующие основным режимам нагружения при испытаниях образцов (одноосное сжатие и растяжение, чистый сдвиг и несколько промежуточных состояний) и огибающая кругов определит область предельных напряжений (рис. 1.15).

В теории пластичности помимо рассмотренного выше представления поверхности текучести в трехмерном пространстве напряжений существует также представление этой поверхности в шестимерном пространстве напряжений, в котором декартовы координаты точек равны соответствующим компонентам тензора напряжений [Клюшников, 1979]. Пусть начальное упругое напряженное состояние в этом пространстве характеризуется точкой *О*. В таком пространстве напряжений можно построить некоторую поверхность Σ (рис. 1.16), для точек которой

$$\Psi\left(\sigma_{ij}, \ \varepsilon_{ij}^{p}, \ \chi_{i}\right) = 0. \tag{1.60}$$

Здесь ε_{ij}^{p} и χ_{i} — компоненты пластической деформации и параметры упрочнения. Точки поверхности Σ определяют пределы упругости, достигаемые из начальной точки нагружения *O*, а функция Ψ называется функцией нагружения или функцией текучести. Само уравнение (1.60) называют также критерием текучести [Хилл, 1956].

Пусть вектор *ОА* представляет собой траекторию некоторого нагружения (рис. 1.16). Если при дальнейшем изменении напряженного состояния траектория нагружения выходит наружу поверхности нагружения (*AB* на рис. 1.16), то возника-



Рис. 1.16. Схема нагружения за пределом упругости в шестимерном пространстве напряжений:

Σ, Σ₁ – начальное и новое положение поверхности нагружения, AB – активное нагружение, AC – упругая разгрузка, AK – нейтральное нагружение, σ_A – действительное напряженное состояние, σ^* – возможное напряженное состояние

ют необратимые деформации, сопровождающиеся увеличением интенсивности напряженного состояния (активное нагружение) :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} > 0. \tag{1.61}$$

В результате активного нагружения поверхность нагружения принимает новое положение Σ^1 (см. рис. 1.16). В случае, если траектория нагружения переходит во внутреннюю область поверхности нагружения (*AC* на рис. 1.16), имеет место либо упругая разгрузка, либо, если точка нагружения находится на участке неустойчивого деформирования [Ивлев, Быковцев, 1971], — пластическая разгрузка (область III на рис. 1.12):

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} < 0. \tag{1.62}$$

Если же при изменении напряженного состояния траектория нагружения остается на данной поверхности нагружения (*АК* на рис. 1.16), имеет место нейтральное нагружение, при котором параметры упрочнения не изменяются:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} = 0. \tag{1.63}$$

Здесь $d\sigma_{ij}$ — компоненты вектора приращений напряжений, $\partial \Psi / \partial \sigma_{ij}$ — нормаль к поверхности нагружения.

Основные положения теории пластичности. В теории пластичности существуют два основных подхода к построению определяющих соотношений. В первом используется представление о диаграмме нагружения (см. рис. 1.12), дополненное постулатом Д. Драккера [Drucker, 1954]. Этот постулат утверждает: 1) работа, производимая дополнительной нагрузкой за полный цикл нагружения и разгрузки, неотрицательна (площадь *ABEC* на рис. 1.12)

$$(\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^{0})d\varepsilon_{ij}^{p} + d\sigma_{ij}d\varepsilon_{ij}^{p} \ge 0;$$

$$(1.64)$$

2) работа, производимая дополнительной нагрузкой при нагружении, будет положительной (площадь *ABD* на рис. 1.12)

$$d\sigma_{\mu}d\varepsilon_{\mu}^{p} \ge 0. \tag{1.65}$$

Здесь σ_{ij}^0 — начальные напряжения упругого состояния, σ_{ij} — напряжения, отвечающие выхолу на диаграмму нагружения, а $d\sigma_{ij}$ и $d\varepsilon_{ij}$ — соответственно приращение напряжений и приращение пластической части деформаций, получаемые в процессе упругопластического деформирования.

Последнее условие определяет стадию устойчивого упругопластического деформирования (участок II на рис. 1.12), когда малые внешние возмущения вызывают малые изменения реакции на эти возмущения и в системе не появляются значительные (конечные) изменения конфигурации. Постулат Драккера, несмотря на свою аморфность, позволил выстроить мощный аппарат современной теории пластичности.

Во втором подходе используется представление о поверхности нагружения, дополненное принципом максимума Мизеса [Mises, 1928]

$$\left(\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^{*}\right) d\varepsilon_{ij}^{p} \ge 0, \tag{1.66}$$

определяющего максимум скорости диссипации механической энергии на истинном тензоре напряжений σ_{ij} . В выражении (1.66) σ^*_{ij} – компоненты любого возможного состояния внутри поверхности нагружения. Поскольку произведение тензоров напряжений и приращений пластических деформаций определяет величину энергии, рассеиваемой в среде в процессе деформирования, то это неравенство следует рассматривать как максимальный принцип, позволяющий осуществлять выбор из всех возможных состояний того, для которого достигается максимум диссипации внутренней упругой энергии.

Из (1.66) следует, что поверхность нагружения должна быть выпуклой. При этом вектор приращений пластических деформаций, построенный в пространстве напряжений путем откладывания вдоль соответствующих осей компонент тензора приращений пластических деформаций (если произвести нормировку по времени, последний тензор эквивалентен тензору скорости пластических деформаций), должен быть направлен по нормали к ней (см. рис. 1.16), т.е.

$$dk\frac{\partial\Psi}{\partial\sigma_{ij}} = d\varepsilon_{ij}^{\mu}, \qquad (1.67)$$

где *dk* — некоторый положительный коэффициент. Заметим, что выражение (1.67) представляет собой *закон ассоциированного течения* при упругопластическом деформировании. Из (1.67) следует, что уравнения состояния, определяющие закон связи

· ·
между тензором напряжений и приращений пластических деформаций, зависят от условий текучести.

Следствием принципа максимума Мизеса и вытекающей из него выпуклости поверхности нагружения является необходимость совершения дополнительной работы при создании новой необратимой деформации:

$$d\sigma_{ii}d\epsilon^p_{ii} \ge 0. \tag{1.68}$$

На рис. 1.16 неравенству (1.68) отвечает острый угол между соответствующими векторами.

Отметим существование наряду с принципом максимума Мизеса аналогичного ему принципа максимума Циглера:

$$\left(d\varepsilon_{ij}^{p} - d\varepsilon_{ij}^{*p}\right)\sigma_{ij} \ge 0, \tag{1.69}$$

определяющего максимальную скорость диссипации при известном тензоре напряжений σ_{ij} для истинного тензора приращений пластических деформаций $d\varepsilon_{ij}^{\rho}$. В (1.69) $d\varepsilon_{ij}^{*\rho}$ определяет возможный тензор приращений пластических деформаций.

В работе [Черных, 1988] приводятся условия упорядоченности упругопластического деформирования, полученные на основе постулата Драккера и вытекающего из него условия монотонности зависимости напряжений и деформаций. Здесь они записаны в системе координат, связанной с главными напряжениями:

$$\left(\sigma_{i}-\sigma_{j}\right)\left(d\varepsilon_{ii}^{p}-d\varepsilon_{jj}^{p}\right)\geq0,\quad i,j=1,\,2,\,3.$$
(1.70)

В соответствии с этим условием существует ограничение на распределение приращений пластических деформаций относительно главных компонент тензора напряжений. Приращения пластических деформаций изменения длины тем больше, чем больше величина главных напряжений.

Пластический потенциал. Если при построении теории упрочняющегося пластического тела принцип Мизеса используется совместно с представлением о функции нагружения Ψ, то принцип Циглера позволяет произвести аналогичное построение при введении представления о диссипативной функции

$$D = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^{p} = D \Big(d\varepsilon_{ij}^{p}, \varepsilon_{ij}^{p}, \chi_{i} \Big).$$
(1.71)

Помимо понятия диссипативной функции в теории пластичности существует также понятие пластического потенциала (потенциала текучести) $Q(\sigma_{ij}, \chi_i)$ [Соколовский, 1969], определяющего отношение компонент приращений пластической деформации [Melan, 1938]. После введения Р. Мизесом [Mises, 1928] понятия пластического потенциала считается, что в шестимерном пространстве напряжений вектор приращений пластических деформаций должен быть ортогонален (ассоциирован) к поверхности пластического потенциала $Q(\sigma_{ij}, \chi_i) = \text{соnst. В пространстве напряжений вектор поверхность пластического потенциала может быть изображена в виде$

граничной поверхности, нормалями к которой являются векторы приращений пластических деформаций. В случае ассоциированного закона течения поверхность пластического потенциала совпадает с поверхностью нагружения, а Ψ и Q пропорциональны друг другу.

В силу существующей взаимосвязи между критерием текучести и характером пластического течения твердых тел вид уравнений состояния (соотношений, связывающих компоненты тензоров напряжений и приращений квазипластических деформаций) не может быть выбран произвольно. В самом общем случае, когда функция пластического потенциала не совпадает с функцией текучести $\Psi(\sigma_{ij}, \chi_i)$, тензор приращений пластических деформаций определяется согласно выражению

$$d\varepsilon_{ij}^{p} = h \frac{\partial Q(\sigma_{ij}, \chi_{i})}{\partial \sigma_{ii}} d\Psi(\sigma_{ij}, \chi_{i}), \qquad (1.72)$$

где h – скалярный положительный коэффициент. Таким образом, уравнения состояния определяются как функцией пластического потенциала $Q(\sigma_{ij}, \chi_i)$, так и функцией текучести $\Psi(\sigma_{ij}, \chi_i)$. Причем пластический потенциал определяет соотношение компонент тензора приращений пластических деформаций, а функция текучести – их амплитуды (величины).

В случае, если функция пластического потенциала и функция текучести равны (закон течения ассоциированный):

$$Q(\sigma_{ij},\chi_i) = \Psi(\sigma_{ij},\chi_i), \tag{1.73}$$

уравнения состояния принимают вид

$$d\varepsilon_{ij}^{p} = h \frac{\partial \Psi(\sigma_{ij}, \chi_{i})}{\partial \sigma_{ij}} d\Psi(\sigma_{ij}, \chi_{i}) \equiv d\lambda \frac{\partial \Psi(\sigma_{ij}, \chi_{i})}{\partial \sigma_{ij}}.$$
(1.74)

Тождественное преобразование в (1.74) опирается на условие стационарности работы истинных напряжений, совершаемой на данном приращении пластических деформаций [Mises, 1928].

В настоящее время в механике грунтов и оснований фундаментов получил развитие целый комплекс теорий описания пластического течения горных пород для случая неассоциированного течения. В частности, в работах [Lade, Duncan, 1973, 1977] критерий текучести и пластический потенциал являлись функциями первого и третьего инвариантов тензора напряжений:

$$\Psi(I_1, I_3) = I_1^3 + \kappa_f I_3 \quad \text{if } Q(I_1, I_3) = I_1^3 + \kappa_q I_3, \tag{1.75}$$

где κ_f – константа материала, определяющая вместе с условиями нагружения величину κ_a ; I_1 , I_3 – первый и третий инварианты напряжений (1.6).

Согласно выражениям (1.75), вид поверхности пластического потенциала подобен поверхности текучести. При этом сами поверхности в пространстве главных напряжений не совпадают, поскольку $\kappa_a \neq \kappa_f$. Таким образом, поверхность нагружения

.



Рис. 1.17. Сечения девиаторной плоскостью в трехмерном пространстве главных напряжений поверхностей нагружения для различных значений коэффициента к_/ (по: [Lade, Duncan, 1975])

Сжимающие напряжения являются положительными, как это принято в механике грунтов. Для сопоставления с рис. 1.14,в граничные поверхности необходимо повернуть на 60° вокруг октаэдрической оси

для сред с законом нагружения (1.75) является неассоциированной, т.е. вектор пластических деформаций не ортогонален поверхности нагружения.

На рис. 1.17 [Lade, Duncan, 1977] представлены сечения поверхностей нагружения девиаторной плоскостью для различных значений к_с.

Используемые для реконструкции напряжений следствия из принципов пластичности. Из принципа устойчивости Драккера (1.64), равно как из принципа максимума Мизеса (1.66) и принципа максимума Циглера (1.69), следует условие положительности диссипации механической энергии

$$\sigma_{ii}d\varepsilon_{ii}^p \ge 0. \tag{1.76}$$

Это условие перепишем в координатных осях, связанных с главными осями тензора напряжений. Далее, используя выражения (1.29), а также условие несжимаемости среды ($d\epsilon_{ii}^p = 0$) на стадии пластического течения, получим следующее неравенство:

$$\left[\left(1 - \mu_{\sigma} \right) d\varepsilon_{11}^{\mu} - \left(1 + \mu_{\sigma} \right) d\varepsilon_{33}^{\mu} \right] \tau \ge 0.$$
(1.77)

В последних выражениях согласно (1.16) величина т положительна, а коэффициент Лоде—Надаи изменяется от +1 до 1.

Неравенство (1.77) устанавливает ограничение на значения пластических деформаций, формирующихся в направлении главных напряжений. На рис. 1.18 представлены области возможного изменения величин (i = 1, 3) для трех характерных значений коэффициента Лоде—Надаи -1, 0, +1. Выделяются следующие возможные сочетания:

$$\mu_{\sigma} = -1 \quad d\varepsilon_{11}^{p} \ge 0,$$

$$\mu_{\sigma} = 0 \quad d\varepsilon_{11}^{p} \ge d\varepsilon_{33}^{p}.$$

$$\mu_{\sigma} = +1 \quad d\varepsilon_{33}^{p} \le 0.$$
(1.78)

Как следует из рис. 1.18, единственная область возможных изменений исследуемых параметров, в которой не выполняется условие (1.77) при любых наперед неизвестных значениях коэффициента Лоде—Надаи, это область, в которой Рис. 1.18. Области возможных изменений приращений пластических деформаций $d\epsilon_{ii}^{p}$ (*i* = 1, 3) для трех значений коэффициента Лоде-Надаи

1, 2 - Области, в которых выполняются условия (1.77): 1 - при $|\mu_{\sigma}|$ = 1; 2 - при любых μ_{σ} ; 3 - область, в которой при любых $|\mu_{\sigma}|$ условия (1.77) не выполняются



$$d\varepsilon_{11}^{p} \le 0, \quad d\varepsilon_{33}^{p} \ge 0. \tag{1.79}$$

Соответственно в области, определяемой как

$$d\varepsilon_{11}^{p} \ge 0, \quad d\varepsilon_{33}^{p} \le 0, \tag{1.80}$$

условие (1.77) выполняется при любых заранее неизвестных значениях коэффициента Лоде-Надаи.

Фактически, неравенство (1.77) для широкого класса материалов определяет спектр возможных значений компонент тензора приращений пластических деформаций, формирующихся в направлении главных осей напряжений и удовлетворяющих принципу диссипации упругой энергии. Оно требует выполнения условия для знака деформаций вдоль осей алгебраически максимального и алгебраически минимального напряжений.

Из условия упорядоченности (1.70), выбирая индексы напряжений таким образом, чтобы разница между главными напряжений была величиной положительной, следует, что

$$d\varepsilon_{11}^{p} \ge d\varepsilon_{22}^{p} \ge d\varepsilon_{33}^{p}. \tag{1.81}$$

Последнее выражение накладывает более жесткое по сравнению с (1.80) ограничение на характер пластического течения для широкого класса материалов, включая анизотропные среды. Это условие определяет, что в процессе упругопластического деформирования величины приращений (скорости) деформаций пластического удлинения и укорочения в направлении действия главных нормальных напряжений распределяются в соответствии с индексами этих напряжений.

Полученные в виде неравенств (1.80) и (1.81) ограничения на компоненты тензора остаточных деформаций в системе координат, связанной с главными осями тензора напряжений, в дальнейшем будут использованы при построении алгоритма реконструкции тектонических напряжений.

1.1.4. Теория поля в континуальной механике

Уравнения сохранения импульса (равновесия). До сих пор, описывая параметры тензора напряжений, мы использовали представление о напряженном состоянии в бесконечно малом объеме среды — точке. В случае неоднородного деформирования некоторого объема среды каждой точке отвечает свое напряженное состояние. Для сплошных сред устанавливается требование сохранения импульса в каждой точке пространства [Седов, 1970]. В ортогональной декартовой системе координат для квазистатического состояния деформирования, пренебрегая инерционными компонентами, можно записать три уравнения равновесия, связывающие шесть компонент тензора напряжений

$$\sigma_{ii,i} + F_i = 0, \quad i = 1, 2, 3,$$
 (1.82)

где F_i — массовые силы, а индекс после запятой обозначает дифференцирование по соответствующей координате. Последнее выражение можно переписать, используя выражения для напряжений на произвольной площадке через главные напряжения (1.24):

$$\sigma_{k,j}l_{ik}l_{jk} + \sigma_k(l_{ik,j}l_{jk} + l_{jk,j}l_{ik}) + F_i = 0, \ i = 1, 2, 3.$$
(1.83)

Уравнения равновесия можно также записать и в криволинейной ортогональной системе координат, связанной, например, с траекториями осей главных напряжений [Новожилов, 1948]:

$$\left[\sigma_{i,i} + \frac{H_{k,i}}{H_k}(\sigma_i - \sigma_k)\right] / H_i + F_i = 0, \quad i = 1, 2, 3,$$
(1.84)

где H_i — коэффициенты Ламе — характеризуют геометрию координатной сетки в криволинейной системе координат. Дифференцирование в (1.84) ведется вдоль криволинейных координат.

Уравнения неразрывности деформаций. Для сплошных сред устанавливается требование сохранения неразрывности деформирования, выражающееся в выполнении следующих дифференциальных уравнений второго порядка [Седов, 1970]:

$$\varepsilon_{u,y} + \varepsilon_{y,ii} - 2\varepsilon_{y,ij} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3.$$
 (1.85)

Последние уравнения называют также уравнениями совместности деформаций.

Заметим, что пока речь шла о малых деформациях, формирующихся в объеме среды под действием приложенных напряжений. При этом предполагалось, что до нагружения деформации в среде отсутствовали. Однако все приведенные выше соотношения сохраняются и для случая формирования некоторых добавочных деформаций на фоне ранее существовавших. Если добавочные деформации удовлетворяют условию малости, приведенные выше выражения используют, произведя замену терминов перемещений на термины приращения перемещений, терминов деформаций на термины приращения деформаций и терминов тензора деформаций на термины тензора приращений деформаций. В рамках теорий пластического течения и ползучести вместо приращений деформаций используют термин скорости деформаций.

Деформации подразделяются на упругие (ε_{ij}^{e}) – снимаемые после снятия нагрузки, и остаточные (ε_{ij}^{p}) – сохраняющиеся в объеме среды:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p. \tag{1.86}$$

Поскольку уравнения совместности деформаций должны выполнятся для остаточных деформаций и после разгрузки, то из (1.86) следует раздельное выполнение уравнений (1.85) как для компонент тензора ε_{ii}^{p} , так и для ε_{ii}^{e} .

1.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ГЕОМЕХАНИКИ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

При разработке основ тектонофизики М.В. Гзовский в качестве главной задачи тектонофизических исследований определил изучение генезиса или механизма формирования природных тектонических структур (механизма деформирования геообъектов) и связанных с ним физических полей (напряжений, деформаций, смещений, разрушения) при различных масштабах рассмотрения — от слоев и складок до литосферы в целом. В последнем случае речь идет о мегаскопическом масштабе осреднения с очень широким интервалом линейных размеров (первые метры—десятки километров).

Экспериментальные лабораторные наблюдения показывают зависимость механических свойств горных пород от характерного размера образца. Л. Оберт [1976, с. 66] писал, что «опытные данные по разрушению больших тел до сих пор весьма скудны ..., но проблемы изготовления образцов в естественных условиях и создания оборудования для приложения нагрузки требуемой величины едва ли разрешимы». В настоящее время существуют крупноразмерные прессы для создания в горных породах высокого давления, но и в этом случае речь может идти об образцах с характерным размером 1–3 м. Таким образом, для экспериментальных исследований крупных массивов горных пород необходимо разрабатывать приемы и методы, отличные от используемых при лабораторных наблюдениях.

Методы реконструкции тектонических напряжений по совокупности разрывных нарушений, изложению которых посвящена монография, следует рассматривать как методы экспериментального изучения природных горных массивов. Основу теоретических построений уже существующих и создаваемых методов реконструкции должны составлять лабораторные наблюдения над образцами горных пород. Использование результатов этих наблюдений требует проведения дополнительного анализа, позволяющего учесть реальные особенности состояния природных массивов, главной из которых является существование множества ранее образованных разрывов и поверхностей пониженной прочности.

1.2.1. Прочность хрупких горных пород

Закон хрупкого разрушения горных пород по Дж. Байерли. Большое число экспериментов по деформированию образцов горных пород вплоть до разрушения, осуществленных в условиях осевого нагружения при большой величине бокового обжима, позволило выявить зависимость типа разрушения от условий и параметров нагружения [Mogi, 1964; Byerlee, 1967; и др.]. Установлено, что при низких величинах бокового обжима разрушение образцов является хрупким, а при увеличении обжима наблюдается постепенный переход к пластическому разрушению (рис. 1.19).

Эксперименты по изучению хрупкого разрушения различных образцов горных пород, выполненные в рамках инженерных (промышленных и гражданских), а также специальных геофизических исследований и представленные в работах [Byerlee, 1967, 1968, 1978; Handin, 1969; Stesky, 1978; Rummel et al., 1978; Cтаврогин, Протосеня, 1992; и др.], показали, что закон Кулона достаточно хорошо описывает стадию перехода от состояния покоя к относительному движению бортов трешин скола, ранее уже существовавших в образцах горных пород или образующихся в процессе их деформирования. Следует особо отметить, что эксперименты осуществлялись как для изначально сплошных образцов горных пород, так и для образцов, в которых предварительно делались разрезы или в результате предварительного нагружения создавались поверхности пониженной прочности (рис. 1.20). Подобные ослабления прочности образцов отражали представления о возможности хрупкого разрушения,



Рис. 1.19. Результаты лабораторных экспериментов по разрушению образцов горных породах при высоких давлениях (по:[Byerlee, 1967])

Рис. 1.20. Типы образцов горных пород, подвергавшихся деформированию вплоть до разрушения (по: [Byerlee, 1967])

G – образцы с надрезами; F – образцы, предварительно доведенные до начальной стадии формирования трещины; V – целые образцы



при разрушении горных пород при высоком давлении (по: [Byerlee, 1978]) Сплошная линия – аппроксимация результатов наблюдений, выполненная Байерли

Рис. 1.21. Результаты лабораторных экс-

периментов по исследованию роли трения

сопровождающегося относительными смещениями бортов разломов, в реальных условиях деформирования изначально трещиноватых горных пород.

Эксперименты также показали достаточно широкий разброс точек на диаграмме: нормальные напряжения σ_{nn} — касательные напряжения τ_n , действующие вдоль плоскости трещины (рис. 1.21). С увеличением давления на разрыве возрастает разброс точек на диаграмме, но, начиная с давления, нормального к поверхности скола, в 2.5—3.0 кбар, ширина полосы разброса перестает увеличиваться, что может свидетельствовать о стабилизации коэффициента поверхностного трения, который прежде всего зависит от шероховатости контактирующих поверхностей, и о приближении его величины к некоторому предельному для горных пород значению.

Дж. Байерли [Byerlee, 1978] предложил для двух диапазонов напряжения, нормального к разлому, следующие предельные зависимости:

$$\tau_n = 0.85 |\sigma_{nn}|$$
 при $|\sigma_{nn}| \le 2$ кбар; (1.87)

$$\tau_n = 0.5 + 0.6 |\sigma_{nn}|$$
 при 2 кбар $\le |\sigma_{nn}| \le 20$ кбар. (1.88)

Здесь $\tau_n > 0$, $\sigma_{nn} < 0$ – соответственно касательное и нормальное напряжения на плоскости разрыва. Соотношение (1.87) характеризует горные породы как раздробленный материал с нулевым сцеплением τ_c на поверхностях скольжения и коэффициентом трения k_c или углом трения $\varphi_f = 40.5^{\circ}$ (tg $\varphi_c = k_c$), а соотношение (1.88) – определяет их как связные материалы с величиной сцепления $\tau_c = 0.5$ кбар и $k_c = 0.6$ ($\varphi_c = 33^{\circ}$). На рис. 1.21 эти соотношения определяют положение ломаной линии, проходящей через середину облака точек. Выражения (1.87) и (1.88) являются конкретной формой известного закона Кулона (1.57) для сыпучих сред и сред с внутренним сцеплением в приложении к горным породам (огибающая Мора в виде линии с одной точкой излома).

Влияние температуры и порового давления. Эксперименты, проведенные при различных значениях термодинамических параметров [Stesky, 1978], показали зависимость величины сцепления τ_c от температуры (рис. 1.22, *a*). Так, для температур более 700°, отвечающих глубинам границы Мохоровичича, величина сцепления падает практически до нуля. Величина коэффициента трения по Дж. Байерли (предельные линии рис. 1.22, так же как и на рис. 1.21, проводятся через середину облака точек совокупности экспериментально наблюденных данных) мало зависит от температуры. Фактически, некоторая зависимость коэффициента трения проявляется при $T > 400^\circ$ и нормальных напряжениях более 7.0 кбар (глубины более 20 км).

Серия экспериментов по исследованию хрупкого разрушения образцов горных пород при наличии порового давления флюида [Byerlee, 1967; Handin, 1972; Stesky, 1978; Ставрогин, Протосеня, 1992] показала снижение прочности пород с увеличением порового давления. На графиках это отражается в переносе предельных линий на величину давления флюидов (рис. 1.22, б). Таким образом, давление флюида следует учитывать путем его вычитания из нормального давления, действующего на поверхности скольжения, что соответствует принципу К. Терцаги [1961].

Учитывая роль температуры *T* и порового давления флюида *p*_{*f*}, закон хрупкого разрушения представим в виде:

Звездочка в индексе нормальных напряжений означает, что следует учесть поровое давление флюида, т.е. σ_{nn}^* — эффективное нормальное напряжение. В случае, когда левая часть выражения (1.89) строго меньше правой, в среде не происходит раз-



Рис. 1.22. Результаты лабораторных экспериментов по исследованию влияния температуры (*a*) и порового давления флюида σ (*b*) на сопротивление (прочность) горных пород хрупкому разрушению (по: [Stesky, 1978])

рушения. Уравнение предельного состояния типа (1.89) лежит в основе известных представлений о пределе прочности при хрупком разрушении различных слоев литосферы [Govers et al., 1992; Cloethingh, Burov, 1996; и др.]. Левая часть выражения (1.89) обычно именуется как *кулоновы напряжения* — касательные напряжения за вычетом напряжений трения. Именно кулоновы напряжения, а не максимальные касательные напряжения, согласно (1.89), определяют момент хрупкого разрушения горных пород.

Нестабильное скольжение вдоль трещин. Выполненные эксперименты [Brace, 1972; Rummel et al., 1978; и др.] показали, что активизация заранее подготовленных трещин может происходить как в условиях стабильного скольжения бортов, так и прерывистым образом. Механизм явления прерывистого скольжения (*stick slip*) предполагается близким к механизму возникновения землетрясений. На рис. 1.23 для образцов из гранита представлены линия прочности сухого трения с нулевым сцеплением подготовленных разрезов (нижняя линия), линия прочности для формирующихся новых разрывов (верхняя линия) и линия, объединяющая точки на диаграмме, для которых в образцах с заранее подготовленными разрезами наблюдалось прерывистое скольжение.

В работе [Николаевский, 1996а] явление прерывистого скольжения объясняется *деструкцией* неровностей бортов разлома, что и обусловливает определенное подобие (близкий наклон) кривых прочности и кривой нестабильного скольжения вдоль готовых разломов в образцах горных пород. Следствием такой интерпретации процесса прерывистого скольжения должна быть близость значения коэффициента внутреннего трения для сплошных образцов к значению коэффициента поверхностного трения для трещин с нестабильным скольжением. Важно отметить, что положение линии максимальной прочности при одном и том же обжимающем давлении определяется в ходе экспериментов по хрупкому разрушению изначально сплошных ненарушенных (целых) образцов (см. рис. 1.23), в то время как положение нижней линии и линии нестабильного скольжения определяют образцы с предварительно подготовленными разрезами.

Рис. 1.23. Результаты лабораторных экспериментов по разрушению образцов гранита при высоком давлении (по: [Rummel et al., 1978; и др.]). Пояснения см. в тексте



Зависимость максимальных касательных напряжений от эффективного давления. Закон хрупкого разрушения образцов горных пород, полученный Дж. Байерли, в настоящее время является основой для оценки прочности земной коры и, в частности, для оценки максимальных касательных напряжений сейсмоактивных областей, где идут процессы хрупкого разрушения с выделением огромной энергии, накопленной при упругих деформациях массивов горных пород. С этой точки зрения представляет интерес анализ выражений (1.87) и (1.88) для различных напряженных состояний. Запишем выражения для нормальных и касательных напряжений на наклонных площадках, совпадающих с плоскостью внутреннего трения:

$$\sigma_{nt} = \tau \sin 2\alpha_c, \ \sigma_{nn} = -p + \tau (\cos 2\alpha_c - \mu_\sigma / 3).$$
(1.90)

Здесь α_c — угол между нормалью к площадке, совпадающей с плоскостью внутреннего скола, и осью алгебраически максимального напряжения σ_1 . Подставляя выражения (1.90) в (1.89), в случае выполнения равенства между правой и левой частями получим

$$\tau = \frac{\left(\tau_c + k_c p^*\right)}{\csc 2\alpha_c - k_c \mu_{\sigma} / 3}, \ p^* = p - p_{fl},$$
(1.91)

где p^* — эффективное давление [Терцаги, 1961], $\tau_c = 0, 0.5$ кбар, $k_c = 0.85$ или 0,6 (сtg2 $\alpha_c = k_c$) для разных диапазонов давления. Выражение (1.91) позволяет оценить зависимость предельных значений девиаторных напряжений от вида напряженного состояния, определяемого значениями коэффициента Лоде—Надаи μ_{σ} , и эффективного давления. На рис. 1.24 представлены графики для трех значений μ_{σ} : –1, 0, +1

Видно, что горные породы в состоянии одноосного сжатия ($\mu_{\sigma} = +1$) способны выдерживать бо́льшие девиаторные напряжения, чем в случае состояний чистого сдвига ($\mu_{\sigma} = 0$) или одноосного растяжения ($\mu_{\sigma} = -1$), и следовательно, в областях с таким напряженным состоянием при одном и том же всестороннем давлении возможно накопление бо́льшей энергии упругих деформаций.



Рис. 1.24. Зависимость предельных касательных напряжений от эффективного всестороннего давления и вида напряженного состояния при хрупком разрушении горных пород (по Байерли)

Следует также обратить внимание, что для параметров прочности горных пород, принятых после экспериментов Дж. Байерли и других исследователей, при выполнении равенства в условиях (1.87) и (1.88) отношение p^*/τ близко к 2.2 для одноосного растяжения, к 1.8 – для чистого сдвига и к 1.4 – для одноосного сжатия.

Диапазон поверхностной прочности трешин в горных породах. Результаты экспериментов по разрушению образцов горных пород при высоком давлении обладают существенно большей информацией, чем та, которую использовал Дж. Байерли при построении теории хрупкого разрушения горных массивов (выражения (1.87) и (1.88)). Сформулируем положения, которые составляют основу метода расчета величин компонентов тензора тектонических напряжений (см. главу 3) по данным об ориентации плоскостей сколов в квазиоднородно деформирующихся объемах. Эти положения являются прямым следствием экспериментов по хрупкому разрушению трещиноватых образцов и отмечались авторами экспериментов, однако до сих пор не были использованы при анализе взаимосвязи интенсивности напряженного состояния горных пород с характером разрушения.

Эксперименты над образцами, обладающими дефектами, показали, что в реальных горных массивах, содержащих трещины и поверхности пониженной прочности, разрушение может происходить не только с образованием новых поверхностей разрывов, но и путем активизации уже существующих. При этом прочность ненарушенных участков определяется внутренней прочностью горных пород, а возможность активизации старых разрывов зависит от значения их поверхностного сопротивления сдвигу, определяемого поверхностным сцеплением и коэффициентом сухого трения. Заметим, что прочность сцепления вдоль уже существующих разрывов может с течением времени как увеличиваться (залечивание разрыва при пониженном уровне напряжений), так и падать до некоторого минимального значения при длительном действии высоких напряжений (длительная прочность) [Гзовский, 1960, 1975].

На различие в прочности ненарушенных горных пород и горных пород с трещинами и поверхностями пониженной прочности неоднократно обращалось внимание в работах В.Н. Николаевского (см., например, [1996б]). В работах [Byerlee, 1967; Handin, 1969] на основе исследования хрупкого разрушения в образцах горных пород, ослабленных надрезами, также делалось заключение о двух предельных соотношениях прочности. Первое — минимальное, характеризует сопротивление сухого трения вдоль существующих разрывов с нулевым сцеплением (рэнкиновское условие для сыпучих сред [Rankine, 1857]), а второе — максимальное — связано с преодолением трещиностойкости и обусловлено внутренней прочностью ненарушенных горных пород. Вслед за Дж. Байерли, Дж. Хендином и В.Н. Николаевским будем различать прочность внутреннего трения ненарушенных объемов пород и сопротивление поверхностного трения для существующих разрывов.

Возвращаясь к данным, приведенным в работе [Byerlee, 1978], дадим новую интерпретацию результатов этих экспериментов [Ребецкий, 2003а]. Проведем для данных рис. 1.21 две предельные линии, ограничивающие сверху и снизу основное облако точек (рис. 1.25). Верхняя ограничивающая линия представляет собой ломаную линию, а нижняя — прямую приходящую в начало координат. Важно отметить, что наиболее протяженный участок верхней ограничивающей линии параллелен ниж-



Рис. 1.25. Результаты лабораторных экспериментов по исследованию роли трения в процессе разрушения образцов горных пород при высоком давлении (по: [Byerlee, 1978]). Пояснения см. в тексте

ней. Уравнения этих линий для двух участков нормального давления могут быть представлены в следующем виде:

для участков верхней линии:

$$\tau_n + 0.85\sigma_{nn}^* = 0.3$$
 кбар, при $|\sigma_{nn}^*| \le 3$ кбар, (1.92)

$$\tau_n + 0.6\sigma_{nn}^* = 1$$
 кбар, при 2.5 кбар $\le \left|\sigma_{nn}^*\right| \le 14$ кбар; (1.93)

для участка нижней линии:

$$τ_n + 0.6σ_{nn}^* = 0 \quad \Pi p \mu \left| σ_{nn}^* \right| \le 14 \quad \kappa \delta a p.$$
(1.94)

Последний участок верхней ограничивающей линии при больших давлениях (порядка 20 кбар) характеризуется выполаживанием, так что при экстраполяции можно ожидать ее пересечения с нижней линией.

В соответствии с результатами экспериментов, представленных на рис. 1.25, соотношения (1.92) и (1.93) определяют верхнее предельное касательное напряжение для данного значения давления на поверхности возникшей трещины — предел прочности ненарушенных хрупких горных пород [Byerlee, 1967]. Для любых тщательно отобранных (бездефектных) образцов горных пород не могут быть достигнуты значения касательных напряжений на поверхности скола большие, чем это требуют выражения (1.92) и (1.93). Порода потеряет несущую способность (возникнут большие амплитуды смещений вдоль бортов сколовых трещин) при меньших их значениях.

Выражение (1.94) характеризует нижний предел соотношения между нормальными и касательными напряжениями, после достижения которого вдоль бортов образовавшихся трещин могут происходить смещения с сухим трением. Эти соотношения определяют *минимальное сопротивление сухого (поверхностного) трения* для существующих в горных породах трещин. Внутри сектора, ограничиваемого предельными линиями при значениях 3 кбар $< \sigma_{nn}^* \le 14$ кбар, скольжение вдоль берегов трещин реализуется с трением по закону Кулона при одинаковом значении коэффициента поверхностного трения. Для напряженных состояний с $\sigma_{nn}^* = \text{const различие}$ в предельных состояниях на берегах уже существующих трещин, имеющих разное значение τ_n , заключается в разном значении величины поверхностного сцепления τ_s на их бортах (см. рис. 1.25), причем верхний предел значения τ_s определяется значением внутренней прочности сцепления ненарушенных пород τ_f .

Наличие диапазона значений поверхностного сцепления τ_s есть фундаментальное свойство горных пород, поскольку они обладают внутренней структурой, которая складывается в процессе всех предыдущих стадий физических воздействий (деформирования, фазовых превращений и др.), протекающих в тектоносфере Земли [Ребецкий, 20036]. В горных породах происходит подстраивание процесса деформирования под формирующуюся структуру среды. Даже при отборе бездефектных образцов горных пород в последних всегда присутствуют локальные структуры (залеченные трещины, ослабленные включения, слоистость и др.), имеющие разные механические свойства. В процессе испытания образцов те из структур, которые наиболее удобны при данном способе нагружения, в конечном итоге и формируют поверхности пониженной прочности.

Переходя к массивам горных пород, отметим тот факт, что в них всегда имеется достаточно большое число ранее активных, но впоследствии частично залеченных трещин и разрывов (поверхности пониженной прочности). Если в процессе деформирования в массиве устанавливается достаточно высокий уровень девиаторных напряжений, первыми вне зависимости от их ориентации будут активизироваться разрывы, для которых прочность поверхностного сцепления близка к кулоновым напряжениям. Для разрывов, у которых это условие в первый момент времени не было достигнуто, происходит постепенное снижение величины поверхностного сцепления за счет накопления дефектов на микроуровне (длительная прочность). В конечном итоге и для этих разрывов наступает стадия, когда кулоновы напряжения становятся равными прочности поверхностного сцепления. Таким образом, формирование (активизация старых или создание новых) площадок скалывания, ориентация которых меняется в широком диапазоне, является фундаментальным свойством деформационного процесса в массивах горных пород.

Количественные оценки прочности сцепления (внутренней и поверхностной), коэффициентов поверхностного и внутреннего трения зависят от линейных масштабов изучаемых объектов. Это связано с тем, что вероятность нахождения дефекта в исследуемом участке горных пород возрастает по мере увеличения его размера. Для крупных массивов в случае образования протяженных разрывов всегда имеются участки, включившие в себя мелкие ранее существовавшие разрывы и трещины, что предопределяет более низкое значение внутреннего сцепления, чем для образцов. Таким образом, прочность является функцией от объема породы [Гзовский, 1960, 1963, 1975; Николаевский и др., 1978].

Параметры прочности, взятые из выражений (1.92)–(1.94), позволяют установить положение верхней и нижней предельных линий для полосы разрушения при разных типах тензора напряжений (рис. 1.26). Для участка нагружения, где верхняя и нижняя предельные линии параллельны, условия (1.92)–(1.94) можно переписать в общем виде:

$$\tau_n + k_s \sigma_{nn}^* = \tau_s \quad \Pi p \mu \left| \sigma_{nn}^* \right| \le 0, \tag{1.95}$$



Рис. 1.26. Диапазон разрушения трещиноватых горных пород для параметров прочности из экспериментов над образцами для трех типов тензора напряжений: a – одноосное растяжение, δ – чистый сдвиг, s – одноосное сжатие ($\mu_a = -1, 0, +1$)

Пунктир – зависимость максимальных касательных напряжений от эффективного всестороннего давления по Байерли

где $k_s = k_p$ а величина поверхностного сцепления существующих трещин (τ_s) не превышает величины внутреннего сцепления горных пород ($0 \le \tau_s \le \tau_p$).

Диаграмма Мора. Результаты экспериментов с образцами горных порол, представленные предельными соотношениями (1.92)–(1.94), можно также изобразить на диаграмме Мора в виде области, для которой возможна активизация сколовых трещин при вариации сцепления на их бортах $0 \le \tau_s^{\alpha} \le \tau_f$ (α – порядковый номер трещин). Как видно из рис. 1.27, область допустимой ориентации активизирующихся сколов зависит не только от наклона предельных линий, определяющих диапазон возможных условий на разрыве, но и от вида напряженного состояния (значений коэффициента Лоде–Надаи).

При приближении нагружения к одноосному сжатию или растяжению область возможных напряженных состояний на наклонных площадках стягивается к большому кругу, построенному на алгебраически максимальном (σ_1) и минимальном (σ_3) из главных напряжений. Поскольку мы всегда можем выбрать систему коорди-



Рис. 1.27. Круговая диаграмма Мора и линии минимального и максимального пределов прочности для общего случая напряженного состояния

Темно-серая заливка – область допустимого положения площадок скалывания при вариации сцепления 0 ≤ τ^α₂ ≤ τ₁; светло-серая заливка – область возможных состояний на произвольных площадках. Пунктир – линия, определяющая предельное состояние хрупкого разрушения по Байерли (наиболее представительное место точек для активизирующихся сколов)

Базис анализа тектонических напряжений

нат, связанную с наклонной площадкой (трещиной), так, чтобы выполнялось условие $\tau_n > 0$, нижнюю часть диаграммы Мора здесь, на рис. 1.27, и далее, на других рисунках, мы использовать и показывать не будем.

Если предположить, что в исследуемом объеме пород существуют дефекты прочности, плоскости которых имеют все возможные ориентации, и что при нагружении они будут реализованы в виде сдвигов, то затемненная область на рис. 1.27 — это область точек, характеризующих параметры вектора напряжений на плоскостях этих сдвигов. Сдвиги не могут появиться там, где кулоновы напряжения меньше нуля (нижняя линия на рис. 1.27). Далее будет показано, что переход от представления критерия разрушения горных пород в виде эффективной прочности *к полосе разрушения* (на рис. 1.27 это область между пределом прочности ненарушенных пород верхняя линия, и минимальным сопротивлением сухого трения существующих разрывов — нижняя линия) позволяет создавать алгоритм оценки параметров прочности и величин напряжений, ответственных за активизацию анализируемой совокупности сколов.

1.2.2. Дилатансия горных пород

Данные сверхглубокого бурения. Данные, полученные в результате сверхглубокого бурения, показывают наличие в земной коре слоев с аномально высокой пористостью. Так, в вертикальном разрезе скважины на Кольском п-ве на глубинах от 4.6 до 10.2 км отмечена пористость 2–3% в совокупности с повышенной водоносностью и электропроводностью (в 40–60 раз) [Кременецкий и др., 1989]. В некоторых кернах открытая пористость образцов амфиболитов и гнейсов, отобранных с глубин 10–10.5 км, составляла около 4.4% [Киссин, 1996]. Данные бурения других глубоких и сверхглубоких скважин (Предкавказье, Прикарпатский прогиб, Днепрово-Донецкая впадина и Великая Долина (Калифорния)) показали, что пористость песчанистых пород может достигать 10–19% на глубинах 5–7 км [Смыслов и др., 1989]. Полученные результаты наблюдений противоречат существовавшему ранее представлению об абсолютном уплотнении горных пород с глубиной вследствие действия всестороннего сжатия.

Анализ результатов наблюдений показал, что в случае кольской скважины повышенное значение пористости на глубинах более 4 км отвечало смене режимов метаморфизма при переходе от открытой гидродинамической системы к закрытой и соответственно резкому увеличению порового давления флюида, образующегося при дегидратации пород [Кременецкий и др., 1989].

Для скважин, пробуренных в зонах активной сейсмической и гидротермальной деятельности современных подвижных поясов и в осадочных отложениях депрессионных зон, аномальные значения пористости также сочетаются с повышенными пластовыми давлениями флюида и могут быть вызваны действием тектонических напряжений [Смыслов и др., 1989]. Повышение пористости при этом объясняют явлением дилатансии гранулированной среды, находящейся в условиях повышенных девиаторных напряжений. Увеличение пустотности горных пород должно приводить к некоторому увеличению напряжений в матрице и падению скоростей продольных (V_p) и поперечных (V_s) волн при уменьшении отношения скоростей этих волн (V_p/V_s) [Николаевский, 1980а]. Насыщение пор водой при малых значениях пористости также приводит к уменьшению сейсмических скоростей. Содержание воды в порах ~1% снижает сейсмические скорости почти на 10% [Ваньян, Хайндман, 1996]. При высокой пористости пород, отвечающей очаговым областям будущих землетрясений, появление в порах воды приводит к увеличению V_p при почти постоянном значении V_s , что обусловливает восстановление отношения скоростей сейсмических волн.

Источником поступления флюидов в земную кору являются метеорные воды, воды осадочных пород, погружающихся в глубинные зоны коры, химически связанная вода основных пород коры, а также летучие, мигрирующие из мантии. Восстановление свободной воды происходит в областях метаморфизма в результате реакций дегидратации и декарбонатизации. Содержание связанной воды в породах различных фаций метаморфизма может изменяться от долей процента в гранулитовой фации, формирование которой происходило в низах коры, до 5% для глубин порядка 10 км. Следует иметь в виду, что при высоких давлениях газообразные компоненты, образующиеся в результате химических реакций (декарбонатизация, реакции восстановления и др.), сжижаются, и поэтому флюиды на больших глубинах представляют собой сложные смеси, заполняющие все поровое пространство. Общая тенденция, которая наблюдается для остывающей архейской коры, определяет увеличение содержания химически связанной воды [Ваньян, Хайндман, 1996], что при соответствующих условиях определяет ее высокую потенциальную способность к формированию высоконапорного фильтрационного режима.

Подтверждением наличия флюида в земной коре являются также данные о высокой электропроводности ее глубинных зон. При этом повышение электропроводности определяет и повышенную проницаемость аномальных участков земной коры, обеспечиваемую сквозной системой каналов трещинно-поровой структуры горных пород. Повышение электропроводности связывается как с увеличением проницаемости за счет повышения пористости горных пород, так и с изменением солености флюида (повышение солености приводит к уменьшению удельного сопротивления) и величины порового давления (увеличение давления увеличивает электропроводность) [Ваньян, Хайндман, 1996].

По современным представлениям о глубинной расслоенности земной коры ее средняя часть на глубинах 10–20 км характеризуется инверсией скоростей сейсмических волн, повышенными электропроводностью и плотностью распределения отражающих площадок [Павленкова, 1996]. Этот горизонт земной коры, определяемый как "сейсмический волновод", соответствует области дилатансионной трещиноватости, насыщенной водами и газами [Николаевский, 1979, 19966].

Области дилатансии на параметрической плоскости p^* , т. Эксперименты по деформированию образцов горных пород показали, что после достижения предела упругости (равного половине прочности или несколько превосходящего ее) на стадии пластического деформирования до разрушения в них может развиваться дилатансия. Явление дилатансии сопровождается изменением объема и на микроуровне представляет собой повышение пористости горных пород. На стадии пластического де-

52



формирования при начальной эффективной пористости 0.36–7.4% в породах может наблюдаться разрыхление (дилатансия), а при начальной эффективной пористости 18-30% происходит уплотнение. В интервале начальной пористости 7.4–18% под действием девиаторных напряжений изменения пористости не происходит.

Установлено, что максимальное развитие дилатансии происходит при определенном соотношении осевого и бокового давления [Ставрогин, Протосеня, 1992]

$$C_{Dl} = -\frac{p_h}{\sigma_3}.$$
(1.96)

На рис. 1.28 представлена зависимость коэффициента изменения объемного расширения от величины C_{Dl} . Максимум этих изменений приходится на диапазон 0.2÷0.4. Согласно данным рис. 1.28, максимум дилатансии приходится на значение 0.3, при этом неупругое увеличение объема может составить более 5%. Результаты экспериментов, приведенные в работе [Brace, 1978], показывают, что величина дилатансии зависит от типа горной породы и может изменяться от 0.2% (гранит) до 2–6% (например, песчаник) для различных типов пород.

Эксперименты, в результате которых выявлено критическое соотношение для осевого и бокового давлений, осуществлялись в условиях одноосного сжатия. Поскольку само явление дилатансии связано с появлением трещин отрыва в зонах формирования сдвиговых трещин, близких по ориентации к плоскости внутреннего трения, то выражение (1.96) может быть переписано для общего случая нагружения:

$$C_{DI} = \frac{\sigma_1}{\sigma_3}.$$
 (1.97)

Используя соотношения (1.21), запишем выражение для отношения модуля максимальных касательных напряжений и всестороннего давления через параметр C_D:

$$\tau = \frac{p}{(1+C_{Dl})/(1-C_{Dl}) - \mu_{\sigma}/3}.$$
(1.98)

Эксперименты, выполненные в условиях дополнительного порового давления жидкостей [Ставрогин, Протосеня, 1992], показали, что для учета давления флюида в выражение (1.98) вместо давления *р* следует подставить эффективное давление *p*^{*}.





Рис. 1.29. Области повышенной интенсивности дилатансии ($0.2 \le C_{DI} \le 0.4$) на параметрической плоскости *р*, τ для разных значений μ_{σ}

1–5 – μ_{σ} = 1, 0.5, 0, \cdot 0.5, \cdot 1 соответственно .



Рис. 1.30. Соотношение областей интенсивной дилатансии и состояний, отвечающих пределу прочности горных пород, на параметрической плоскости p', τ для разных $\mu_{\sigma} (a - \mu_{\sigma} = -1; \delta - \mu_{\sigma} = 0; s - \mu_{\sigma} = +1)$. Пояснения см. в тексте Пунктирная линия – нагружение при постоянном эффективном давлении, штрих-пунктир – линии, разделяющие напряженные состояния с разным соотношением хрупкого разрушения и

дилатансионного разуплотнения.

На рис. 1.29 на параметрической плоскости p^* , τ показаны области интенсивной дилатансии горных пород для разных видов напряженного состояния. Видно, что для одного и того же напряженного состояния ($\mu_{\sigma} = \text{const}$) при одном и том же всестороннем давлении бо́льшие значения τ отвечают значению $C_{Dl} = 0.2$. Области интенсивной дилатансии характеризуются определенным диапазоном отношения p^*/τ . Для одноосного растяжения p^*/τ меняется в пределах 1.2–2.1, для чистого слвига – в пределах 1.5–2.5, а для одноосного сжатия – в пределах 1.9–2.8.

На рис. 1.30 для трех видов напряженного состояния на параметрической плоскости p^* , τ представлены области интенсивной дилатансии и проведены предельные Базис анализа тектонических напряжений

линии, характеризующие значения соответствующих параметров, при которых горные породы испытывают хрупкое разрушение. Параметры прочности отвечают выражениям (1.87), (1.88) и (1.92)–(1.94).

Приведенным на рис. 1.30 графическим результатам можно дать следующую интерпретацию. Зафиксируем на рис. 1.30 всестороннее давление и будем постепенно увеличивать разность главных напряжений (горизонтальный пунктир). Как следует из графика рис. 1.30, *a*, начало дилатансионного разрыхления всегда будет предшествовать достижению предела прочности существующих разрывов с минимальным сопротивлением (нулевое поверхностное сцепление). При низком уровне всестороннего эффективного давления (ниже штрих-пунктирной линии) образование новых разрывов происходит после завершения стадии интенсивной дилатансии, когда деформирование происходит без увеличения объема. При высоком уровне всестороннего давления образование новых поверхностей разрывов происходит в момент интенсивного дилатансионного разуплотнения.

1.3. ПАРАМЕТРЫ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Данные о параметрах очага землетрясения являются основой реконструкции современных напряжений для большой совокупности методов (см. главу 2). При этом, как правило, используются только описание механизмов очагов — пространственная ориентация двух нодальных плоскостей, одна из которых является плоскостью разрыва в очаге землетрясения. В самое последнее время начали развиваться методы, использующие для оценки величин напряжений и энергетические параметры очага землетрясений [Hardebeck, Hauksson, 2001].

В настоящее время данные о параметрах очага землетрясения получают на основе обработки записей сейсмических волн трехкомпонентными сейсмостанциями (аналоговыми или цифровыми). В зависимости от чувствительности сейсмических датчиков регистрируются события (землетрясения) с магнитудами по шкале Рихтера от 0.0001 до 0.01 при исследованиях разрывов в областях нефтедобычи [Pearson, 1981; Batchelor et al., 1983; Niitsuma et al., 1987; и др.], от 0.5 до 5 – для сети сейсмостанций, расположенных в ближней зоне землетрясений [Арефьев, 2003], и от 4 до 9 -- для телесейсмических сетей сейсмостанций.

Анализ сейсмических записей показывает, что большинство землетрясений связано с образованием разрыва сдвигового типа. Существуют землетрясения, для объяснения сейсмических записей которых привлекаются модели изменения объема в его гипоцентре, но это либо глубокофокусные землетрясения, либо землетрясения нетектонического характера. В первом случае процессы, приводящие к землетрясению, могут быть обусловлены превращением вещества в областях фазовых переходов, во втором — локальными процессами типа обрушения карстовых полостей и т.д. В дальнейшем речь будет идти только о землетрясениях сдвигового типа, не приводящих к существенному изменению объема (здесь не учитываются дилатансионные эффекты в областях сдвигов) вблизи очага землетрясения.

1.3.1. Тензорные параметры очага землетрясения

Две модели очага землетрясения. В сейсмологии для простоты анализа сейсмограмм землетрясения модель его очага представляют в виде точечного силового источника, дающего на большом удалении картину распределения сейсмических волн, эквивалентную наблюденным. Как правило, точечная модель может представлять собой либо двойную пару сил без момента (двойной диполь) — duble cuple (рис. 1.31, a), либо набор таких двойных пар, по-разному ориентированных в пространстве. Этим моделям отвечает механизм очага землетрясения, задаваемый соответственно в виде двух нодальных плоскостей и направлений относительного смещения, реализуемом вдоль них, и решения тензора момента центроида (*CMT*).

Существуют несколько подходов к анализу сейсмических записей. При традиционном подходе, восходящем к работе [Nakano, 1923], анализируются только знаки первых вступлений *P*-волн (иногда их также дополняют анализом знаков первых вступлений *S*-волн [Балакина, и др., 1972]), которые для точечной модели в виде двойной пары сил должны давать квадрантное распределение (рис. 1.32, *a*). В этом случае необходимо либо большое число хороших записей первых вступлений, либо удачное расположение сейсмостанций для того, чтобы надежно зафиксировать положение нодальных плоскостей, отделяющих на сфере, окружающей точечный очаг землетрясения, области с разными знаками *P*-волн.

Тензор момента диполя. Если анализируются сейсмические записи всей волновой картины [Dziewonsky et al., 1981], сделанной на нескольких трехкомпонентных сейсмостанциях, то дается решение тензора момента центроида (тензор момента диполя [Костров, 1975])



Рис. 1.31. Модель точечного очага землетрясения в виде двойных пар сил (a) и в виде пары сил с моментом (δ)

Рис. 1.32. Графическое представление на нижней полусфере механизмов очагов землетрясений для модели точечного источника в виде двойного диполя (*a*) и системы разноориентированных двойных диполей или *СМТ*-решения (*б*)

Светло-серым цветом закрашены области прихода на сейсмостанции в первом вступлении продольной волны сжатия (движение на очаг), а белым – волны растяжения (движение на станцию). Знаки "+" и "-" определяют знак первого вступления продольной волны на сейсмостанции ("+" означает движение дневной поверхности вверх, а "-" – вниз)

$$\mathbf{M}_{eq} = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{vmatrix} \quad \Pi \mathsf{p} \mathsf{u} \ m_{ij} = m_{ji} \quad \mathsf{u} \ m_{ii} = 0.$$
(1.99)

Для простой двойной пары сил $m_{22} = 0$, для совокупности разноориентированных двойных пар сил $m_{22} \neq 0$.

Тензор момента диполя пропорционален тензору упругих деформаций, снимаемых в результате землетрясения. Если выбрать систему координат, связанную с гипоцентром очага землетрясений x_i (i = 1, 2, 3), и окружить очаг сферой единичного радиуса, то можно построить гиперболические поверхности Коши (см. раздел 1.1), уравнения которых имеют вид:

$$m_{ij}x_ix_j = 0,$$
 (1.100)

которые разделят сферу на области с разными знаками первых вступлений *P*-волн (рис. 1.32, *б*). При этом для модели очага в виде двойного диполя эти гиперболические поверхности вырождаются в две ортогональные друг к другу плоскости (см. рис. 1.32, *а*).

Тензор момента диполя **M**_{eq} обладает теми же свойствами, что и тензоры напряжений и деформаций, которые были рассмотрены в разделе 1.1. Он может быть представлен в виде тензора, у которого ненулевыми являются только значения, расположенные вдоль главной диагонали, — главные значения тензора:

$$\mathbf{M}_{eq} = \begin{vmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{vmatrix}.$$
(1.101)

Для описания вида тензора \mathbf{M}_{eq} можно использовать коэффициент, аналогичный коэффициенту Лоде—Надаи, применяемому для тензоров напряжений и деформаций (см. раздел 1.1). В этом случае механизму очага в виде двойного диполя отвечает значение $\mu_m = 0$, а *СМТ*-решениям отвечает $-1 \le \mu_m \le 1$.

Чистый или простой сдвиг и модели очага землетрясения. В 1950—1960-х годах в сейсмологии существовала две точечные силовые модели очага землетрясения: в ви-





де двойной пары сил без момента (см. рис. 1.31, *a*) [Введенская, 1956] и в виде пары сил с моментом (диполь с моментом) [Кейлис-Борок, 1950] (см. рис. 1.31, *б*). Эти модели давали один и тот же тензор снимаемых упругих деформаций и различались тем, что в первой модели снимаемое вращение было нулевым [Введенская, 1984], а во второй модели — ненулевым. Фактически модель очага в виде двойной пары сил без момента отвечает снимаемому упругому состоянию чистого сдвига, а модель пары сил с моментом — состоянию простого сдвига (см. раздел 1.1.1). В те годы активно велась дискуссия о том, какая из моделей лучше соответствует процессу в очаге землетрясения. Дискуссия завершилась после появления работы Б.В. Кострова [1968], показавшего, что задача о трещине сдвига сводится к модели очага в виде двойных пар сил, распределенных вдоль его плоскости (рис. 1.33). Разница между моделью очага, предложенной Б.В. Костровым, и моделью очага, развиваемой А. В. Введенской, для случая точечной модели не являлась принципиальной и сводилась к разнице амглитуд смещений упругих волн.

Далее будет показано, что точечная модель очага землетрясения отвечает состоянию чистого сдвига в силу выполнения *следствия второго закона Ньютона*, определяющего неизменность момента количества движения (поступательного и вращательного) при отсутствии внешних сил. В данном случае разрыв всегда можно окружить поверхностью, достаточно от него удаленной, на которой вектор напряжений до и после землетрясения остается неизменным. Во внутреннем объеме, ограниченном этой поверхностью, происходит перераспределение упругих и остаточных деформаций. Однако в силу отсутствия дополнительных внешних сил этот объем как целое не испытывает ни поступательного смещения, ни вращения.

1.3.2. Скалярные параметры очага землетрясения

Магнитуда землетрясения. Обычно энергетическую мощность землетрясения характеризуют его магнитудой, являющейся величиной относительной. Существует несколько шкал магнитуд, которые оценивают землетрясения по максимальным амплитудам смещений относительно стандартных землетрясений. Первой из них была шкала Рихтера. Стандартное землетрясение с M = 0 по шкале Рихтера дает максимальную амплитуду записи в 1 мкм на сейсмографе Вуда–Андерсона на расстоянии 100 км [Касахара, 1985]. При использовании поверхностных волн существует шкала магнитуд M_s , а для объемных волн – шкала магнитуд m_b . Существуют и другие шкалы магнитуд. Имеются корреляционные зависимости, связывающие различные типы магнитуд, например

$$m_b = 2.5 + 0.63M. \tag{1.102}$$

Статистический анализ позволяет определить зависимость для излучаемой в сейсмических волнах энергии землетрясения E_q и длины разлома I_q в очаге от его магнитуды (см., например, [Kacaxapa, 1985])

$$\log E_{a} = 11.8 + 1.5M \quad (\Im pr), \tag{1.103}$$

$$\log L_{\rm o} = 3.2 + 0.5M \ (\rm CM). \tag{1.104}$$

Здесь M — магнитуда землетрясения по Рихтеру. Расчет энергии, приходящейся на единицу объема очага, дает значение $e_q \approx 1000$ эрг/см³ [Tsuboi, 1956], а на единицу области упругой разгрузки $e_q \approx 40$ эрг/см³, и эта величина не зависит от магнитуды.

Известна также зависимость числа событий от магнитуды землетрясений (график повторяемости, или дробности [Шебалин, 1997]). Обычно принято считать, что данная зависимость линейная. Поэтому эту зависимость находят эмпирически путем суммирования землетрясений в отводимом магнитудном окне и линеаризации взаимосвязи между получаемыми значениями и значениями магнитуд, отвечающих серединам окон суммирования. Согласно среднемировым данным, связь между магнитудой *М* и числом событий *N* может быть представлена в виде:

$$\lg N(M) \coloneqq A - BM, \tag{1.105}$$

где A = 6.72 и B = 0.9 для осреднения с окном $\Delta M = 1$. При расчете графика повторяемости суммирование числа событий осуществляют, как правило, в пределах магнитудного диапазона ΔM , равного 0.5 или 1.

Сейсмический момент землетрясения. После работ [Stekettee, 1958; Burridge, Knopoff, 1964] принято характеризовать энергетическую мощность землетрясения величиной сейсмического момента M_o (единица измерения дин см), которую для механизма очага в виде двойного диполя можно оценить с помощью выражения

$$M_o = G_e \overline{U}_q \Omega_q, \tag{1.106}$$

где $G_q \sim Modynb$ упругого сдвига горных пород (обычно принимается порядка 3.7·10⁵ бар), $\Omega_q \approx L_q^2$ – площадь очага, \overline{U}_q – величина среднего смещения вдоль разрыва в очаге. Существует также другой способ оценки сейсмического момента на основе анализа амплитуды спектра при нулевой частоте, найденной по наблюденным формам волн, а также с использованием длинноперионых поверхностных волн [Aki, 1966a, 19666].

С помощью сейсмического момента выражают ряд важнейших динамических параметров очага землетрясения: величину сбрасываемых на разрыве напряжений, энергию, снимаемую в области очага, и энергию, излучаемую в сейсмических волнах. Сейсмический момент связан с магнитудой землетрясения:

$$\log M_{\rm o} \approx 1.5 M_{\rm w} + 9.1. \tag{1.107}$$

Сбрасываемые напряжения. После землетрясения в окрестности разрыва напряжения перераспределяются, при этом на самом разрыве касательные напряжения



Рис. 1.34. Распределение касательных напряжений вдоль плоскости трещины $||x| \le L$) до (2) и после (1) землетрясения

падают, а вблизи его концов со стороны неразрушенного пространства возрастают (рис. 1.34). Решения задачи разрушения, выполненные в рамках двумерной теории упругости [Осокина, Фридман, 1987], показывают также, что напряжения, нормальные к разрыву, не изменяются. Обычно полагают, что сухое трение на разломе разделяется на статическое, действовавшее до его активизации (коэффициент трения k_s), и кинематическое, определяющее амплитуду смещения по разлому на динамической стадии (коэффициент трения k_k при $k_s \ge k_k$) [Yamashita, 1976]:

$$\tau_n^0 + k_s \sigma_{nn}^0 = \tau_s, \quad \tau_n^1 + k_k \sigma_{nn}^1 = 0, \tag{1.108}$$

где τ_n^0 , σ_{nn}^0 и τ_n^1 , σ_{nn}^1 — соответственно средние касательные и нормальные напряжения, действовавшие на поверхности разрыва до и сразу после землетрясения, а τ_s — поверхностное сцепление на разрыве до землетрясения.

Согласно работам Б.В.Кострова [1975] и Д.Н. Осокиной [Осокина, Фридман, 1987], нормальные напряжения на разломе, смещения бортов которого происходят без компоненты раздвига, до и после его активизации остаются неизменными $\sigma_{nn}^0 = \sigma_{nn}^1$. Таким образом, сбрасываемые на разрыве касательные напряжения определятся как

$$\Delta \tau_n = \tau_n^0 - \tau_n^1 = \tau_s - (k_s - k_k) \sigma_{nn}^0.$$
(1.109)

Известны оценки величины сбрасываемых на разрыве напряжений (средних по площади разрыва) на основе модели разрыва Кнопова [Кпороff, 1958] при горизонтальном сдвиге и взрезе вдоль вертикальной трещины, выходящей на дневную поверхность (рис. 1.35). В этих решениях на границах разрыва задавались постоянные напряжения сдвига и определялись смещения вдоль него и поле напряжений в окрестности. Соответственно, для продольного и поперечного сдвигов (в терминах механики) выражения средних сбрасываемых на разрыве напряжений записываются следующим образом:

$$\Delta \tau_n = \frac{G_e}{2L_q} U_{\max}, \quad \Delta \tau_n = \frac{2G_e}{3L_q} U_{\max}. \tag{1.110}$$



Рис. 1.35. Сдвиг (а) и взрез (б) вдоль вертикального разлома в модели Кнопова

Здесь U_{max} максимальное смещение, наблюдаемое вдоль разрыва. Следует отметить, что представленные выше соотношения получены на основе решения двумерной задачи, когда в направлении, параллельном простиранию разлома, последний продолжается неограниченно (его площадь бесконечно большая).

Известно решение задачи о трещине сдвига, полученное в работе [Осокина, Фридман, 1987]. Оно также отвечает двумерной задаче теории упругости, но при этом на трещине задается закон взаимодействия ее берегов (сухое трение по закону Кулона). Отличием этой модели от модели Кнопова является также и то, что разрыв достаточно удален от дневной поверхности и его влияние не рассматривается. Согласно этому решению

$$\Delta \tau_n = \frac{8G_e}{\pi (1+\kappa)L_q} \overline{U}_q. \tag{1.111}$$

Здесь к зависит от типа двумерной задачи (плоская деформация или плоское напряженное состояние) и для горных пород имеет порядок 1.0–2.2.

Из работ [Осокина, Фридман, 1987; Starr, 1928] следует, что $U_{\text{max}} = \frac{4}{\pi} \overline{U}_q$, и тогда (1.110) и (1.111) можно переписать:

$$\Delta \tau_n = \chi G_e \overline{U}_q L_q^{-1}, \tag{1.112}$$

где $\chi = 2/\pi$, $\chi = 8/3\pi$ или $\chi = 8/(1 + \kappa)\pi$ в зависимости от типа задачи. На самом деле, площадь разрыва $\Omega_q = L_q W_q$, где W_q — ширина разрыва — всегда ограничена, что должно приводить к увеличению параметра χ в выражении (1.112).

Используя (1.106) и аппроксимируя очаг землетрясения в виде круглой трещины сдвига [Eshelby, 1957], выражение (1.112) для сбрасываемых напряжений можно представить в следующем виде:

$$\Delta \tau_n = \chi M_o \Omega_q^{-1} L_q^{-1} \quad \text{при} \quad \chi \approx 1.85.$$
(1.113)



Рис. 1.36. Соотношение площади поверхности разлома и сейсмического момента *M*₀ (по: |Abercrombie, Leary, 1993|)

Прямые линии – постоянные значения сбрасываемых напряжений (бар)

Далее мы в основном будем использовать именно последнее соотношение, связывающее сейсмический момент и характерный размер очага с величиной сброшенных напряжений.

В настоящее время существует большое число оценок величины напряжений, сбрасываемых в очагах землетрясений. Для межплитовых землетрясений эти величины колеблются от первых бар до десятков бар, а для внутриплитовых землетрясений могут изменяться от десятков бар до нескольких сотен бар (рис. 1.36).

Энергия, излучаемая сейсмическими волнами. В процессе землетрясения энергия. запасенная в упругих деформациях, расходуется на образование плоскости разрушения и пластические деформации в окрестности образующегося разрыва E_f тепловой разогрев, обусловленный скольжением с трением бортов разрыва E_H , и энергию излучения в упругих сейсмических волнах E_q (рис. 1.37). Изменение потенциальной энергии упругих деформаций можно представить в виде

$$|\Delta E_{e}| = E_{f} + E_{H} + E_{a}. \tag{1.114}$$

Величина энергии упругих сейсмических волн, называемая также энергией землетрясения, определяется на основе обработки сейсмических записей в предположении, что точечный источник излучает цуг волн временного периода *1*0 одинаковой интенсивности по всем направлениям. Каждый из типов волн вносит свой вклад в общую излучаемую из очага энергию:

$$E_{kw} = 4\pi H^2 c_w t_0 e_w, \quad w = P, \quad S.$$
(1.115)



Рис. 1.37. Графическое представление закона сохранения энергии в результате землетрясения. Пояснение см. в тексте

μ_m f_P f_S -1.0 4.465 6.698 -0.5 3.629 5.445 0.0 3.350 5.026 0.5 3.629 5.445			
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	μ_m	f_{P}	f_{S}
1.0 4.465 6.698	-1.0 -0.5 0.0 0.5 1.0	4.465 3.629 3.350 3.629 4.465	6.698 5.445 5.026 5.445 6.698

Таблица 1.1

Здесь E_{kw} – кинетическая энергия соответствующей группы волн, H – глубина очага, $c_w t_0 e_w$ – поток энергии на единицу площади в месте расположения станции за время $t_0 (c_w$ – скорость распространения продольных или поперечных волн).

Заметим, что на самом деле предположения, лежащие в основе выражения (1.115), довольно существенно упрощают картину излучения сейсмических волн. Известное из анализа первых вступлений квадрантное распределение продольных волн определяет неодинаковую интенсивность этих волн по разным направлениями. То же самое можно сказать и о поперечных волнах.

Если ввести предположение о распределении величин амплитуд продольных и поперечных волн, излучаемых в различных направлениях, в соответствии со значениями компонентов удлинения и укорочения, а также сдвига для статического тензора снимаемых упругих деформаций (в работе [Саваренский, Кирнос, 1949] показано, что амплитуды волн разгрузки имеют порядок снимаемых напряжений), средних для области очага землетрясений, то можно получить следующее выражение для излучаемой сейсмической энергии

$$E_{kw} = f_w H^2 c_w t_0 e_w, \quad w = P, S.$$
(1.116)

Значение излучаемой кинетической энергии в (1.116) будет зависеть от вида снимаемых в очаге деформаций, определяемого величиной коэффициента Лоде–Надаи μ_m (зависимость коэффициентов f_w от μ_m отражена в табл. 1.1).

На основе анализа значений f_w можно сделать вывод, что учет неоднородности излучения сейсмической энергии по различным направлениям дает поправку в пределах менее половины порядка для поперечных волн и немного более половины порядка для продольных волн.

Величина энергии, излучаемой в сейсмических волнах, связана с геометрическими и динамическими (силовыми) параметрами очага зависимостью

$$E_q = \tau_a \overline{U}_q \Omega_q. \tag{1.117}$$

Здесь τ_a — кажущееся напряжение [Savage, Wood, 1971]. В работе [Костров, 1975] показано, что $\tau_a = 0.5 \Delta \tau_n$. Таким образом, энергия землетрясения выражается следующей зависимостью от величины сейсмического момента и снимаемых на разрыве напряжений:

$$E_{a} = 0.5\Delta \tau_{n} M_{o} / G_{e}. \tag{1.118}$$

Энергия, выделяющаяся из очага землетрясения. Существует оценка величины изменения потенциальной энергии, запасенной в упругих деформациях и расходуемой в результате произошедшего землетрясения, как на сам процесс разрушения горных пород, так и на тепловое излучение на смещающихся друг относительно друга бортах разлома, а также на образование сейсмических волн [Костров, 1975; Касахара, 1985]

$$\Delta E_e = -\left(\sigma_{ns}^0 - 0.5\Delta\tau_n\right)\overline{U}_q\Omega_q,\tag{1.119}$$

где σ_{ns}^0 — усредненные вдоль плоскости очага касательные напряжения в направлении смещения в очаге, действовавшие здесь до возникновения землетрясения (начальные напряжения), знак минус определяет уменьшение полной потенциальной энергии упругих деформаций. Здесь под сбрасываемыми напряжениями понимается разница между начальными касательными напряжениями σ_{ns}^0 , действовавшими на плоскости разрыва, и касательными напряжениями σ_{ns}^1 , установившимися после относительного смещения его берегов:

$$\Delta \tau_n = \sigma_{ns}^0 - \sigma_{ns}^1. \tag{1.120}$$

При исследовании очага землетрясения часто используется соотношение

$$\eta_q = \frac{E_q}{|\Delta E_e|},\tag{1.121}$$

которое называют "КПД землетрясения". Используя (1.117) и (1.119), это соотношение можно записать в виде:

$$\eta_q = \frac{\Delta \tau_a}{2\sigma_{ns}^0 - \Delta \tau_n}.$$
(1.122)

В работе [Bath, Duda, 1964] на основе предположения о пропорциональности η_q отношению площади разлома к объему очага землетрясения была получена зависимость $\log \eta_q = -2 + 0.23 M_s$. Согласно этому выражению, величина коэффициента η_q уменьшается при увеличении магнитуды землетрясения и не зависит от физических свойств среды. Другой подход к оценке величины η_q был предложен в работе [Kanamori, Anderson, 1975]. Он базировался на исследовании зависимости η_q в форме выражения (1.122) и на эмпирических данных о величинах напряжений, действующих в земной коре. В результате исследований Х. Канамори и Д. Андерсона было установлено, что $\eta_q = 1.0, 0.43, 0.11, 0.026$ при $\Delta \tau_a = 60, 100, 300, 1200$ бар.

Подобно тому, как был введен коэффициент эффективности сбрасываемых напряжений η_a , запишем выражение для коэффициента эффективности снятия энер-

64

65

гии упругих деформаций η_e . Этот коэффициент представляет собой отношение полной энергии, выделившейся в очаге землетрясения, к полной энергии упругих деформаций (W_e) в области, включающей в себя очаг землетрясения, до активизации разлома

$$\eta_e = \frac{\left|\Delta E_e\right|}{W_e}.\tag{1.123}$$

Энергия упругих деформаций в области V_q , заключающей в себе очаг землетрясения, может быть представлена в следующем виде:

$$W_e = \frac{\tau^2}{G_e} \left(1 + \frac{\mu_\sigma^2}{3} \right) V_q. \tag{1.124}$$

Здесь т – величина максимальных касательных напряжений, μ_{σ} – коэффициент Лоде–Надаи для тензора напряжений, действовавших здесь до землетрясения средних для области $V_q = \pi L_q^3/6$. Коэффициент η_e можно рассматривать как КПД землетрясения, определяющий, насколько эффективно смещение вдоль плоскости разлома сбросило накопленную в массивах горных пород внутреннюю энергию. Используя выражения (1.119), (1.124) и (1.112), перепишем (1.123) для случая изометричных очагов в следующем виде:

$$\eta_{e} = \chi^{-1} \left(\frac{\sigma_{ns}}{\tau} - 0.5 \frac{\Delta \tau_{n}}{\tau} \right) \frac{\Delta \tau_{n}}{\tau} \left(1 + \frac{\mu_{\sigma}^{2}}{3} \right)^{-1}.$$
(1.125)

Выражения (1.122) и (1.125) будут нами в дальнейшем использоваться при анализе параметров очагов землетрясений, выполняемом после реконструкции параметров тектонических напряжений.

* * *

В главе 1 кроме представления широко известных понятий, соотношений и результатов выполнялась их некоторая предварительная адалтация к проблеме реконструкции тектонических напряжений. В частности, представленные в этой главе результаты экспериментов над образцами горных пород позволили сделать один из важнейших выводов о существовании диапазона прочности (полосы разрушения на лиаграмме Мора, см. рис. 1.28) хрунких горных пород (условие (1.93)), который в дальнейшем будет использоваться при построении алгоритма анализа природных напряжений. Трещиноватые горные массивы в процессе деформирования формируют такую структуру активных разрывов, которая позволяет осуществлять диссипацию накапливаемой внутренней упругой энергии наиболее эффективным образом. Поскольку основные морфологические параметры этой структуры (ориентация разрывов и направления относительного смещения их бортов) зависят от условия нагружения и предыстории развития участка земной коры, то исследование закономерностей взаимосвязи этих структурных параметров с параметрами тензора напряжений позволят (см. главы 3 и 4) осуществить оценку параметров прочности массивов горных пород.

Запись критерия хрупкого разрушения в виде условия, параметры которого зависят от свойств конкретной деформационной структуры, существенно отличен от критерия Дж. Байерли, где вводятся эффективные прочностные свойства для трещиноватых горных пород. Разрушение реальных горных пород всегда начинается с активизации старых, ранее существовавших трещин. Только для стадии максимального квазипластического течения происходит образование новых поверхностей разрушения, которые в то же время всегда включают в себя участки уже существующих разрывов. Поскольку в процессе активизации старых разрывов частичное увеличение их поверхностей также происходит за счет роста разрывов как через ненарушенные участки, так и вдоль поверхности пониженной прочности других старых разрывов, то параметры эффективной прочности горных пород существенно зависят от масштаба исследуемого деформационного процесса.

Следует отметить, что представление о полосе хрупкого разрушения определяет квазипластическое деформирование трещиноватых горных пород как специфический процесс, при котором при нагружении должен изменяться характер деформирования и отвечающее ему условие текучести (поверхность нагружения). О подобном возможном изменении вида условия текучести и, следовательно, поверхности нагружения в пространстве напряжений для металлов также отмечалось в работе Р. Хилла [1956]. Поскольку уравнения состояния (уравнения, связывающие между собой тензор напряжений и приращений квазипластических деформаций) определяются видом функций пластического потенциала и условием текучести, то, следовательно, в процессе развития квазипластического течения (увеличения его интенсивности) может меняться вид зависимости напряжения--деформации.

Другим важным элементом, который булет использоваться в дальнейшем, являются выражения (1.80) и (1.81), полученные на основе анализа базовых положений теории пластичности, накладывающие ограничения на взаимосвязь ориентации главных осей тензора напряжений и компонент приращений пластических деформаций для широкого класса сред (от изотропных до анизотропных). Эти ограничения фактически намечают пути построения алгоритма реконструкции тектонических напряжений по совокупностям разрывных нарушений. Выражения (1.80), (1.81) вместе с условием прочности трещиноватой среды (1.95) составят основу этого алгоритма.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПОДХОДЫ

Начиная со второй половины XIX в. в геологии обсуждалась постановка задачи об определении тектонических сил, ответственных за многообразие деформаций земной коры. Потребность в знании напряжений, действующих в горных породах, диктовалась необходимостью изучения строения и механизма формирования месторождений полезных ископаемых. Начатые в то время детальные исследования морфологии деформационных структур позволили в отдельных случаях выявить широкое и закономерное распространение складчатых и разрывных структур. Образование разрывов и складок отражает интенсивность и длительность действия тектонических сил, поэтому надежды исследователей получить ответы на волнующие их вопросы связывались именно с анализом характерных морфологических парамстров этих структур и их соотношения с параметрами напряженного и деформированного состояний. Большую роль в понимании подобной взаимосвязи сыграли экспериментальные работы В. Риделя, Х. Клосса, Т. Линка и других исследователей. К тому времени относятся и первые представления о связи пластических и разрывных деформаций и их соотношение с действующими тектоническими усилиями [Becker, 1893].

Поскольку основными методами изучения природных объектов являлись методы экспериментальной и теоретической механики, адаптированные к решению проблем, волнующих геологов, то фактически уже в тот период были заложены основные принципы тектонофизических исследований. Бурное проведение геологических работ и сейсмологических исследований во второй половине XX в. предопределило новый этап развития этого направления. В эти годы произошло окончательное становление тектонофизики как нового направления в науках о Земле. Необходимость создания тектонофизики к тому времени была уже остро назревшей. Новая наука должна была обеспечить определение генезиса структур и механизма развития тектонической деформации, необходимых для повышения достоверности результатов исследований, особенно при прогнозе структуры на глубине и поисках скрытых месторождений. Важнейшую роль в создании современной тектонофизики сыграли работы М.В. Гзовского, В.В. Белоусова, И.В. Лучицкого и их сотрудников в нашей стране, работы М. Био и Г. Рамберга с сотрудниками за рубежом.

В рамках нового направления М.В. Гзовский сформулировал в качестве основной задачи полевой тектонофизики определение параметров напряженного состояния массивов горных пород по данным о плоскостях сместителей и бороздах скольжения совокупностей сколовых трещин [Гзовский, 1975]. В такой постановке сформулированная задача является обратной, поскольку требует построения алгоритма восстановления напряжений по совокупности дизъюнктивных проявлений. Основу мето-

дов, направленных на решение указанной проблемы, должно составить описание закономерностей образования разрывов в различных горных породах и зависимости их морфологии от напряженного состояния. Эти данные могут быть получены как в экспериментах над образцами, так и в результате наблюдения природных деформационных процессов.

Следует отметить, что наряду с методами оценки параметров напряжений по совокупностям разрывных нарушений существует также большое число *методов оценки напряжений in situ*, базирующихся на активном или пассивном взаимодействии с горными породами [Турчанинов, 1982]. Эти методы можно подразделять на *методы прямого измерения* (метод разгрузки кернов, методы стрейн- и стрес-анализа, методы геодезии и деформометрии), *методы тектонофизической реконструкции* (метод гидроразрыва и дискования керна, методы анализа дизъюнктивных и плекативных деформаций), *методы косвенной оценки* (методы ультразвукового, акустического и сейсмического просвечивания) и *методы анализа наведенных полей* (методы электрометрии, электромагнитометрии). Здесь будет говорится только о проблемах обратной задачи тектонофизики в том ее виде, в котором она была сформулирована М.В. Гзовским.

2.1. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ПОЛЕВОЙ ТЕКТОНОФИЗИКИ В ТЕРМИНАХ МЕХАНИКИ

Исследования напряженного состояния земной коры стали проводиться в тектонофизике раньше, чем в остальных науках о Земле — с начала 1950-х годов. Они были начаты работами М.В. Гзовского [1954, 1956], который ввел в тектонику представление о тектонических напряжениях и обобщил доказательства их существования. М.В. Гзовский показал [1959], что анализ закономерностей пространственного изменения параметров тензора напряжений позволяет установить генезис, или механизм формирования природных тектонических структур. Им была поставлена задача комплексного исследования взаимосвязи различных тектонических механизмов деформирования участков земной коры с полями напряжений, деформаций, смещений, морфологией разрушения методами математического и физического моделирования, а также с использованием методов полевой структурной геологии и полевой тектонофизики. М.В. Гзовский создал первый метод реконструкции тектонических напряжений по данным о разрывах — метод сопряженных пар сколов, заложив тем самым основы методологии полевых тектонофизических наблюдений.

2.1.1. Сколовые трещины – тензодатчики деформаций и напряжений

Все методы реконструкции тектонических напряжений и скорости сейсмотектонических деформаций в массивах горных пород по сколовым разрывам и трещинам следует относить к методам экспериментального анализа натурных данных. Таким образом, *нарушения сплошности* в виде сколовых трещин можно рассма-

тривать как *природные тензодатчики*, доставляющие данные, необходимые для вычисления параметров напряженного состояния и деформаций. Здесь и далее под "нарушением сплошности" понимается не наличие пустот, а наличие скачка смещений вдоль поверхностей ограниченной протяженности. При этом для трещин отрыва имеет место скачок перемещений, нормальных к его поверхности, а для трещин скола — касательных. Поскольку в рамках настоящего исследования основу анализа составляют трещины скола, под термином "нарушение сплошности" далее будем понимать поверхность, вдоль которой существует скачок тангенциальной компоненты смещения.

Главные принципы тензометрии. Трещины являются своеобразными тензодатчиками, отличными от стандартных, используемых в ходе экспериментальных наблюдений за напряженным состоянием в строительных и других конструкциях из металла и бетона. Проанализируем, что с точки зрения экспериментальной механики представляют собой природные тензодатчики — сколовые трещины. Для этого вспомним основные особенности методологии расчета напряжений и деформаций в экспериментальной механике.

Одним из основных условий использования тензодатчиков является выполнение требования отсутствия влияния тензодатчиков на деформационный процесс, т.е. требование малого упругого сопротивления тензодатчиков в сравнении с исследуемой конструкцией. Размеры тензодатчиков подбираются в соответствии с характерным размером неоднородности исследуемого поля напряжений. В процессе эксперимента практически одновременно снимается величина сопротивления с каждого из тензодатчиков. При экспериментах с конструкциями в случае плоского (двумерного) напряженного состояния для получения данных о параметрах тензора деформаций «розетки» (системы) из трех тензодатчиков, наклеенных на поверхность конструкций под углом 45° друг к другу (рис. 2.1, *a*), достаточно для определения трех компонентов тензора напряжений. Тензодатчики должны быть расположены таким образом, чтобы изменение параметров тензора напряжений в пределах объема, контролируемого ими, было минимальным. Последнее условие является необходимым условием однородности объема по напряженному состоянию в пределах «розетки». Часто для контроля выполнения условия однородности и корректировки ошибок используются «розетки» из четырех тензодатчиков (рис. 2.1, б). В ходе наблюдений фактически осуществляется контроль над деформациями конструкций, средними для используемой базы тензорезисторов. Переход к напряжениям осуществляется на основе реологических зависимостей для материала исследуемой конструкции.

Рис. 2.1. Расположение "розетки" из трех (a) и четырех (b) тензодатчиков



Сколы – особый вид тензодатчиков. Существенным отличием тензодатчиков -трешин от стандартных тензодатчиков является то, что они доставляют нам сведения об относительных смещениях бортов трещины или разрыва (трещины, более выраженной в своем развитии и большего линейного размера). Таким образом, аналогами тензодатчиков-- трещин должны были бы являться стандартные тензодатчики сдвига (если таковые можно создать), а не тензодатчики удлинения и укорочения. Поскольку наличие данных только о сдвиговых деформациях не позволяет осуществлять расчет деформации изменения объема (ниже этот вопрос будет рассматриваться более подробно), то, следуя методологии экспериментальной механики, для определения пяти компонентов девиатора напряжений необходимо иметь пять разноориентированных плоскостей сколов (пять тензодатчиков сдвигового типа). Следует отметить, что если направление относительного смещения бортов трещины или разрыва определяется путем замера направления борозд скольжения вдоль их плоскостей, то сама величина относительной подвижки бортов трещины в большинстве случаев остается неизвестной. Поэтому фактически тензодатчики-сколы доставляют информацию о направлении сдвиговой деформации вдоль площадок сколов, произвольным образом ориентированных в пространстве. При использовании такого типа данных возможна постановка задачи об определении только ориентировки главных осей и вида тензора напряжений, т.е. возможен расчет четырех компонентов, характеризующих девиатор напряжений.

Разрывы возникают или активизируются под воздействием ряда факторов, которые на иерархическом уровне исследуемого поля напряжений носят случайный характер. Это прежде всего связано с тем, что в любом макрообъеме геологической среды на любом масштабном уровне рассмотрения существует множество дефектов, которые в обобщенном смысле можно рассматривать как поверхности пониженной прочности. Разрушение такой среды путем образования скола совсем не обязательно должно происходить вдоль тех плоскостей, где выполняются предельные соотношения, отвечающие ненарушенному состоянию вещества (1.95). Разрыв возникнет вдоль тех плоскостей, где имеются более низкие значения локальной прочности. При этом дефекты, плоскости которых близки по ориентировке к плоскости *внутреннего трения* горных пород или плоскости действия максимальных напряжений, будут являться более предпочтительными для реализации.

Важно отметить, что напряженное состояние в окрестности разрыва существенным образом изменяется после реализации смещения вдоль его поверхности. Таким образом, главным отличием тензодатчиков—трещин от стандартных тензодатчиков является невозможность выполнения основного условия об исключении внесения дополнительных искажений в деформационный процесс.

О двух способах анализа сколов. В зависимости от способа обобщения анализ сколовых трещин может быть произведен с использованием положений различных разделов механики. Первый способ обобщения связан с рассмотрением акта возникновения *отдельного нарушения* сплошности или уникальной системы нарушений, разделяющих деформационный процесс на две стадии: до разрушения и после. На этом пути возможно использование закономерностей, вытекающих из теории разрушения, которые характеризуют стадию непосредственно перед разрушением.

Второй способ базируется на анализе совокупности сколовых нарушений, в ходе кото-

70

рого на основе определенных постулатов и допущений производится переход от рассмотрения деформационного процесса с позиций дизъюнктивной тектоники к использованию представлений механики континуума. В этом случае каждую активизирующуюся или вновь возникающую трещину скола следует рассматривать как одиночный акт процесса, приводящего к переходу части упругих деформаций в остаточные, а в качестве искомого напряженно-деформированного состояния необходимо рассматривать некоторое среднее для объема и интервала времени состояние.

Таким образом, имеет место *дуализм трещины скола* при деформациях горных пород. Это напоминает дуализм фотонов в физике микромира: фотоны проявляют себя и как волны, и как частицы.

2.1.2. Остаточные деформации и область упругой разгрузки скола

Области упругой разгрузки. В окрестности сколового разрыва смещение вдоль поверхности скола приводит к диссипации части накопленной в среде упругой внутренней энергии. Эта энергия частично расходуется на создание поверхности разрыва и истинно пластические деформации в его окрестности, частично преобразуется в тепло непосредственно на разрыве при криповом характере смещений и рассеивается за счет упругих волн при быстром смещении берегов разрыва. Как при быстром, так и при медленном движении бортов разрыва в некоторой его окрестности, заключающей в себе разрыв сплошности среды, уменьшается энергия, накопленная в виде упругих деформаций среды, и следовательно, имеет место уменьшение упругих деформаций и напряжений, осредненных по объему с характерным размером R, соответствующим характерному размеру сколовой трещины R_{ρ}

Как показано в работах [Осокина, Фридман, 1987; Chinnery, 1961, 1963], для напряжений масштаба осреднения $R << R_f$ в окрестности разрыва могут существовать области существенного их повышения по сравнению с исходным значением. Область, в пределах которой происходит снижение напряжений в масштабе осреднения $R \approx R_f$, будем именовать *областью упругой разгрузки* [Николаевский, 1980а]. Исследования, выполненные в работе [Осокина, 19876], показывают, что для трещины скола средние напряжения масштаба усреднения $R \approx R_f$ и $R << R_f$ близки и отличаются по величине не более чем на 10–15%. Характерный размер области упругой разгрузки можно оценить как $R_{Ue} \approx 2 \div 4R_f$ Форма области неизометричная, вытянутая в направлении движения в плоскости скола и сплюснутая в направлении нормали к этой плоскости (рис. 2.2). Линейный размер области упругой разгрузки определяется на основе сравнения значения второго инварианта девиатора напряжений (1.10) до и после активизации (возникновения) трещины. В точках границы этой области его значения не должны отличаться друг от друга более чем на 5–10%.

Иерархия масштабных уровней тектонических напряжений. Линейный размер трещин сдвига R_{f} , используемых для реконструкции напряженного состояния, — это первые метры—сотни метров. Нижний уровень магнитуд каталогов механизмов очагов землетрясений, полученных по региональной сети телесейсмических станций, —




это 3.5—4.5, что определяет характерный размер разрыва в очаге — первые сотни метров—первые километры. Линейный размер исходных данных о разрывных нарушений определяет масштаб усреднения тектонических напряжений, получаемых по результату анализа морфологии совокупностей разрывов, который в соответствии с имеющимися в механике определениями масштабных уровней следует именовать *мегаскопическим масштабным уровнем* [Оберт, 1976].

Важным отличием изучения тектонических полей напояжений и свойств геомассива как объектов изучения от объектов исследований классической механики является широкий диапазон линейных размеров усреднения. В классической механике явления микроскопического масштаба (дислокации, трещины, дефекты зерен и т.д.) усредняются при формулировании фундаментальных соотношений на макроскопическом масштабном уровне с диапазоном линейных размеров осреднения от миллиметров до первых сантиметров. Поскольку мегаскопический масштабный уровень в приложении к проблемам геомеханики имеет очень широкий диапазон, его следует разбить на более узкие диапазоны в соответствии с существующей в тектонофизике градацией тектонических полей напряжений: на сублокальный (линейный размер усреднения до первых сотен метров), локальный (линейный размер усреднения до первых километры), региональный (линейный размер усреднения до первых десятков километров), мегарегиональный (линейный размер усреднения до лервых сотен километров) и глобальный (линейный размер усреднения до первых тысяч километров) масштабы. Следует отметить, что в настоящее время в геомеханике очень часто используется терминология микро- и макронапряжений и деформаций даже в тех случаях, когда на самом деле речь идет о масштабах усреднения, существенно превышающих микроскопический и макроскопический масштабный уровни [Лукк, Юнга, 1988; Юнга, 1990; и др.]. Будем также использовать эту терминологию в силу ее удобности и привычности, понимая, что макронапряжения в зависимости от линейного масштаба используемых для реконструкции разрывов могут отвечать как локальному, так и глобальному масштабным уровням.

Таким образом, в методах реконструкции тектонических напряжений, основанных на анализе разрывных нарушений, искомые компоненты тензоров напряжений и деформаций, усредненные по объему пространства и интервалу времени, существенно больше, чем это обычно принято в механике. Кроме того, они характеризуют состояние трещиноватых объемов среды, а не сплошные среды — объект исследований континуальной механики. Каждый из этих факторов в отдельности позволяет говорить, что в процессе реконструкции определяются напряжения и деформации, не соответствующие определениям, даваемым в рамках классической механики (выражения (1.1) и (1.34)). Фактически следует говорить об определении некоторых обобщенных силовых и деформационных характеристик — обобщенных напряжениях и деформациях как неких интегрантов соответствующих состояний. Заметим, что в силу различия подходов к используемым методам реконструкции могут различаться и сами определения искомых характеристик.

Переход от механики разрушения к механике континуума. При описании процесса квазипластического деформирования, протекающего в трещиноватых средах за счет смещений по поверхностям пониженной прочности, под σ_{ij} и $d\epsilon_{ij}^{\rho}$ будем подразумевать средние для пространственно-временных объемов мегаскопического масштаба соответственно напряжения и приращения квазипластических деформаций, включающие накапливаемые остаточные деформации за счет смещений по разломам и трещинам. Получить выражения для расчета тензора остаточных мегаскопических деформаций, формирующегося в среде только в результате смещения вдоль плоской трещины, можно на основе достаточно простых представлений.

Пусть в некотором абсолютно упругом теле Σ имеет место однородное деформированное состояние. Ограничим будущий разрыв *S* двумя поверхностями, одна из которых *S_R* охватывает его с некоторым конечным удалением, а другая *S*₀ — бесконечно приближена к нему, нигде его не пересекает и образует вблизи его концов разомкнутую трубку. На рис. 2.3 схема, излюстрирующая сказанное, дана в плоскости, перпендикулярной плоскости трещины. Таким образом, перемещения точек тела, лежащих вдоль поверхности *S*₀, фактически везде (кроме бесконечно малых областей вблизи концов разрыва) совпадают с перемещениями его бортов.

Будем считать, что на разрыве *S* нарушены предельные условия равновесия и произошло относительное смещение бортов без их взаимного расхождения. В этом случае на участках поверхности S_0 , расположенных параллельно поверхности разрыва (сверху – S_0^+ и снизу – S_0^-), смещения в направлении *s*, касательном к разрыву, равны и противоположны по знаку: $u_s^+ = -u_s^-$, а в направлении нормали *n* равны: $u_n^+ = u_n^- = u_n^S$. На участках, где поверхность S_0 охватывает концы разрывов в виде трубки, хорошим приближением является $u_s = 0$. Следует отметить, что одинаковые перемещения противоположных бортов разрыва u_n^S в направлении, нормальном к его поверхности, вообще говоря, не равны нулю и должны определяться из решения

Рис. 2.3. Схема, иллюстрирующая переход от представлений механики разрушения к представлениям континуальной механики

Координатная ось у направлена перпендикулярно плоскости рисунка в направлении, отвечающем правой системе координат. Пояснения см. в тексте



соответствующей краевой задачи для трещины сдвига [Осокина, Фридман, 1987].

В пределах многосвязной (двухсвязной) области Σ , заключенной между этими поверхностями S_R и S_0 , перемещения являются функциями дифференцируемыми, а скачки перемещений на разрыве остаются в односвязной области Σ_0 , внешней поверхностью к которой является поверхность S_0 .

Тензор снимаемых упругих деформаций. Найдем средние для области Σ компоненты тензора снимаемых упругих деформации. Рассмотрим следующий объемный интеграл

$$\left\langle \varepsilon_{ij}^{ue} \right\rangle = -\frac{1}{2\Delta V} \iiint_{V} (u_{i,j}^{u} + u_{j,i}^{u}) dV, \quad i, j = x, y, z.$$

$$(2.1)$$

Здесь *u^u_i* — непрерывные, дополнительные перемещения, формирующиеся в окрестности разрыва сразу после скольжения вдоль его плоскости; индекс после запятой обозначает дифференцирование по соответствующей переменной, а треугольными скобками обозначаются компоненты деформаций, средние для области Σ, имеющей объем Δ*V*. Используя преобразование Остроградского—Гаусса, перейдем от интегрирования по объему к интегрированию по поверхности многосвязной области Σ:

$$\left\langle \varepsilon_{ij}^{ue} \right\rangle = -\frac{1}{2\Delta V} \left[\iint_{s_0} (u_i^u l_{nj} + u_j^u l_{nl}) dS + \iint_{s_R} (u_i^u l_{nj} + u_j^u l_{nj}) dS \right], \quad i, j = x, y, z,$$
(2.2)

где l_{ni} — направляющие косинусы внешней нормали **n** к поверхности интегрирования. Положим, что внешняя к Σ поверхность S_R достаточно удалена от разрыва, так что перемещения u_i^u для точек, принадлежащих этой поверхности, в пределах требуемой точности расчета можно принять равными нулю. Будем считать разрыв плоским до и после активизации и выберем систему координат так, чтобы вектор его нормали **n** совпадал с направлением координатной оси *z*. Положим также, что относительные смещения его бортов лежат в плоскости разрыва и направление смещения каждого из бортов совпадает с направлением координатной оси *x* ($u_x^{\pm} = u_s^{\pm}$, $u_x^{\pm} = 0$, $u_z^{\pm} = u_n^{\pm} = u_z^{S}$). Тогда второй интеграл в (2.2) устремляется к нулю по мере удаления поверхности S_R от разрыва. Всегда можно найти такое конечно удаленное от разрыва положение поверхности S_R , для которого вклад второго интеграла в выражении (2.2) будет во много раз меньше вклада первого (например, составлять менее 2–5%). Как было отмечено в предыдущем разделе область упругой разгрузки является областью влияния разрыва и при нахождении средних остаточных деформаций линейный размер этой области определяет величину объема осреднения ΔV .

Заметим, что все сказанное выше является стандартным подходом [Костров, 1975; Юнга, 1990]. Однако определение конечности удаления поверхности S_R от разрыва до сих пор опускалось, хотя оно чрезвычайно важно, поскольку определяет конечность величины объема осреднения ΔV . В выбранной системе координат на основе сделанных выше заключений о смещениях точек поверхности S_0 получим

$$\left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle = \left\langle \varepsilon_{zx}^{ue} \right\rangle = -\frac{1}{\Delta V} \iint_{S_0^+} u_x^+ dS,$$

$$\left\langle \epsilon_{zz}^{ue} \right\rangle = -\frac{1}{\Delta V} \iint_{S_0^{'}} u_z^S dS, \tag{2.3}$$

$$\left\langle \varepsilon_{yz}^{ue} \right\rangle = \left\langle \varepsilon_{zy}^{ue} \right\rangle = 0, \ \left\langle \varepsilon_{ij}^{ue} \right\rangle = 0, \ i, j = x, y.$$

Известно, что в перемещениях решение задачи для плоской трещины сдвига [Осокина, Фридман, 1987] обладает центральной симметрией: $u_z^s(x) = -u_z^s(-x)$ и $u_z^s(y) = u_z^s(-y)$. Тогда в системе координат, показанной на рис. 2.3, тензор снимаемых упругих деформаций имеет только одну компоненту, отличную от нуля:

$$\left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle = -\frac{U\Omega}{2\Delta V}, \ \left\langle \varepsilon_{ij}^{ue} \right\rangle = 0, \quad i, j = x, y, z \quad \text{при } \overline{U} = \frac{2}{\Omega} \iint_{S_0^+} u_x^+ dS, \tag{2.4}$$

где Ω — площадь разрыва, \overline{U} — значение среднего относительного смещения вдоль разрыва.

Важно отметить, что согласно (2.4) в случае произвольного увеличения размеров объема Σ (величины ΔV) за счет удаления от трещины внешней граничной поверхности S_R величина средней снимаемой деформации будет искусственно занижена. Положение поверхности S_R , определяющее значение объема осреднения ΔV , должно находиться из условия приближения значений компонент тензора напряжений, действующих вдоль S_R после активизации разрыва, к значениям компонент тензора напряжений, действовавших здесь же до его активизации [Осокина, 19876].

Тензор снимаемого упругого вращения. Рассчитаем теперь значение вектора снимаемого упругого вращения, среднего для области Σ. Выражение для компонент вектора среднего снимаемого поворота можно записать аналогично (2.1) в следующем виде:

$$\left\langle \omega_{k}^{ue} \right\rangle = -\frac{1}{2\Delta V} \iiint_{V} (u_{i,j}^{u} - u_{j,i}^{u}) dV + \omega_{k}^{0}.$$

$$(2.5)$$

Поскольку вращение представляет собой кинематическую характеристику, то в выражение для остаточного вращения (2.5) должна быть введена величина ω_k^0 , которая является неизвестной постоянной. Для ее определения следует привлекать дополнительную информацию.

Используя приведенный выше алгоритм, легко получить, что

$$\left\langle \omega_{y}^{ue} \right\rangle = \left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle + \omega_{y}^{0}, \quad \left\langle \omega_{x}^{ue} \right\rangle = \left\langle \omega_{z}^{ue} \right\rangle = 0.$$
 (2.6)

Для определения ω_{y}^{0} используем тот факт, что процесс деформирования объема Σ происходил за счет внутренней энергии, накопленной в упругих деформациях, без

приложения внешних воздействий. Отсюда следует, что момент количества поступательного и вращательного движений объема Σ в целом должен быть равен нулю до и после смещения вдоль плоскости трещины. Будем считать область в окрестности разрыва достаточно однородной и изотропной по свойствам и распределению внутренних масс, процесс сдвигания по разрыву медленным, а скорости движения точек в пределах объема малыми по величине и пропорциональными величинам перемещений. Все это предопределяет как отсутствие смещения центра тяжести объема, так и его нулевое вращение (в свое время на этот факт обращала внимание A.B. Введенская [1984] при создании модели очага землетрясения). Следовательно,

$$\left\langle \omega_{y}^{\mu e} \right\rangle = 0, \quad \omega_{y}^{0} = -\left\langle \varepsilon_{xz}^{\mu e} \right\rangle.$$
 (2.7)

Выражения (2.7) вместе с (2.4) определяют деформированное состояние, снимаемое в результате подвижки по плоской трещине как состояние чистого сдвига (см. раздел 1.1.2). Здесь следует отметить, что многие авторы исслелований в этой области специально не анализировали параметры среднего вращения при переходе от разрывных деформаций к тензору остаточных деформаций, среднему для объема, окружающего разрыв. Так, в ряде работ [Мухамедиев, 1997, с. 42, формула (3.5); Юнга, 1990, на с. 79, формула (4.1)] были представлены выражения для тензора дисторсии и вращения, характеризующие средний механизм деформирования объема, содержащего активный разрыв, как механизм простого сдвига ($\langle \omega_u^{ue} \rangle = \langle \varepsilon_{xz}^{ue} \rangle$ при $\omega_y^0 = 0$). Аналогичный вид выражений приведен в работе [Костров, 1975, с. 162] при записи выражения для тензора дисторсии (формула (IV.5.11)). В то же время выражения, определяющие кинематические характеристики продольных и поперечных волн в первых вступлениях (формула (III.4.3) из работы [Костров, 1975, с. 111]), соответствуют точечному очагу в виде механизма чистого сдвига – двойной диполь.

Фактически различие между представлением тензора снимаемых остаточных деформаций разрывного нарушения в виде чистого или простого сдвига отражает известную разницу в представлении механизма очага землетрясения в виде диполя с моментом [Кейлис-Борок, 1950] или в виде двойного диполя без момента [Введенская, 1956, 1961]. Активная дискуссия по этим вопросам завершилась работой [Костров, 1975], в которой было показано, что в дальней зоне очаг землетрясения создает поле продольных и поперечных упругих волн, отвечающее представлению об очаге в виде двойного диполя, что определяет механизм деформирования объема, окружающего очаг землетрясения, как *чистый сдвиг* (формула (III.4.3) из работы [Костров, 1975, с. 111]).

Выясним, в каких случаях возможно отклонение среднего для объема упругой разгрузки поворота от нулевого значения. Как было сказано выше, закон сохранения импульса поступательного движения (закон равновесия) и вращения (закон парности касательных напряжений) требуют равенства нулю суммарного силового момента вращения деформируемого объема. Однако закон сохранения импульса вращения отнюдь не определяет автоматическое равенство нулю среднего для объема вращения после деформирования. Возможна ситуация, когда такое среднее по площади вращение будет отлично от нуля за счет неоднородности распределения

плотности вещества и его упругих свойств. При этом суммарный силовой импульс вращения все равно должен быть нулевым.

Таким образом, можно предположить, что в неоднородных средах вектор поворота центра масс объема может быть ненулевым. Отсюда приходим к определению значения среднего вращения для объема Σ в следующем виде:

$$\left\langle \omega_{y}^{ue} \right\rangle = -c_{m} \left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle, \quad \left\langle \omega_{x}^{ue} \right\rangle = \left\langle \omega_{z}^{ue} \right\rangle = 0, \tag{2.8}$$

где c_m — константа, определяющая степень неоднородности области Σ , включающей в себя разрыв сплошности. Величина c_m не может быть больше единицы (случай существенно неоднородных областей) и равна нулю для квазиоднородных и изотропных объемов среды.

Тензоры остаточных деформаций и вращения в произвольной системе координат. Перейдем теперь к оценке компонент тензоров остаточных деформаций и вращения, средних для объема Σ . Поскольку внешние условия нагружения остались неизменными, то можно условно определить, что в объеме Σ снимаемая упругая деформация и вращение переходят в соответствующие остаточные деформации сдвига и вращения в плоскости xO_z . В произвольной системе координат компоненты тензора остаточных деформаций и вектора остаточного вращения, которые в этом случае накапливаются в объеме упругой разгрузки, можно представить в виде:

$$\left\langle \varepsilon_{ij}^{p} \right\rangle = -\left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle (l_{zi}l_{xj} + l_{zj}l_{xi}), \left\langle \omega_{i}^{p} \right\rangle = -c_{m} \left\langle \varepsilon_{xz}^{ue} \right\rangle l_{yi}.$$

$$(2.9)$$

Здесь l_{zi} и l_{xi} – направляющие косинусы нормали и вектора подвижки для трещины в новой системе координат, l_{yi} – направляющие косинусы полюса вращения, совпадающего с осью *y*. Заметим, что если первое из выражений (2.9) инвариантно к замене плоскости трещины на сопряженную плоскость, нормалью и вектором скольжения которой являются соответственно оси *x* и *z*, то второе при такой замене поменяет знак на противоположный.

Полученные выше выражения для компонент тензора остаточных деформаций совпадают с приведенными ранее в работах [Костров, 1975; Aki, Richards, 1980; Юнга, 1990], где результатом подвижки вдоль каждой трещины скола (в очаге землетрясения) являлось изменение остаточных деформаций, средних для области объема ΔV^{α} , на величину:

$$d\varepsilon_{ij}^{\alpha} = \frac{\Omega^{\alpha} \overline{U}^{\alpha}}{2\Delta V^{\alpha}} (l_{ni}^{\alpha} l_{sj}^{\alpha} + l_{nj}^{\alpha} l_{si}^{\alpha}), \quad i, j = 1, 2, 3.$$
(2.10)

Здесь I^{α}_{m} и I^{α}_{si} — направляющие косинусы нормали и вектора подвижки берегов разрыва с номером α , (нормали нодальных плоскостей для землетрясений) в произвольной системе координат, \overline{U}^{α} — средняя величина подвижки вдоль плоскости разрыва, а Ω^{α} — площадь разрыва. С другой стороны, $d\epsilon^{\alpha}_{ij}$ определяет (с обратным знаком) компоненты тензора упругих деформаций, средние для области объемом ΔV^{α} , снимаемые в результате движения по сколовому разрыву. В соответствии с (2.9) аналогичным образом можно представить и вклад в тензор остаточного вращения от одного акта активизации сколовой трещины:

$$d\pi^{a}_{ij} = c_{m} \frac{\Omega^{a} U^{a}}{2\Delta V^{a}} \left(l^{a}_{nl} l^{a}_{sj} - l^{a}_{nj} l^{a}_{si} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad \text{при } 0 < c_{m} < 1.$$

$$(2.11)$$

Вообще говоря, значение константы неизвестно, но можно полагать, что ее величина является постоянной для квазиоднородно деформирующегося участка земной коры и поэтому одинаковой для всех разрывов, активизирующихся в его пределах.

2.2. ОБЗОР МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ ТЕНЗОРОВ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ И КВАЗИПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ПО СОВОКУПНОСТЯМ СКОЛОВЫХ ТРЕЩИН

Все методы реконструкции напряжений и деформаций можно разделить по принципам, лежащим в основе перехода от структурно-кинемагических данных о разрывах и трещинах к параметрам искомых тензоров [Ребецкий, 2002], на три основные группы: методы структурного анализа и методы дислокационного анализа для расчета параметров тензора напряжений и методы расчета квазипластических (трещинных) деформаций.

В методах *структурного анализа* такой переход обосновывается закономерностями механики разрушения, а в методах *дислокационного анализа* — положениями теории скольжения Батдорфа—Будянского [Батдорф, Будянский, 1961]. Методы *расчета квазипластических деформаций* также используют некоторые положения теории дислокаций. Здесь и далее под терминами "*квазипластическое течение*" и "*квазипластическое деформирование*" понимается процесс накопления остаточных, необратимых деформаций, которые возникают за счет смещения вдоль разрывов и трещин размера много большего, чем размер зерен и кристаллов (десятки и сотни метров для тектонических трещин и первые километры и сотни километров для разрывов).

Отметим, что в методах структурного анализа речь идет о расчете только ориентации главных осей тензора напряжений по структурно-кинематическим данным о трещинах (СКДТ), в методах дислокационного и квазипластического анализа помимо ориентации главных осей тензоров напряжений или приращений сейсмотектонических деформаций рассчитывается также коэффициент Лоде — Надаи, определяющий вид этих тензоров. СКДТ фиксируют в пространстве ориентацию плоскостей сколов и направлений скольжения по ним для геологических данных и нодальных плоскостей для сейсмологических данных.

2.2.1. Методы структурного анализа

Совокупность методов структурного анализа берет начало от работ [Becker, 1893; Anderson, 1951; Гзовский, 1954], в которых было предложено связывать ориентацию сколового разрыва с ориентацией главных осей тензора напряжения на основе положений механики разрушений. Эти положения опираются на экспериментальные данные, полученные при деформировании вплоть до разрушения образцов горных пород [Бриджмен, 1955], и соответствуют представлениям теории прочности Кулона, или Кулона—Навье—Мора, в которой образование нового разрыва связывается с площадкой действия касательных напряжений высокого уровня и при относительно низком уровне нормальных напряжений (условия типа (1.87) или (1.88)).

Метод сопряженных пар сколов. Согласно предложенной М.В. Гзовским методике, при реконструкции ориентации главных осей тензора напряжений следует выделять пары сколовых трещин — одного возраста, сформировавшихся в условиях однородного поля напряжений, при этом "сопряженность сколовых разрывов двух направлений определяется по их слиянию, взаимному пересечению, противоположности направлений смещений" [Гзовский, 1954, с. 399]. Линия пересечения этих трещин совпадает с осью промежуточного главного напряжения, а биссектрисы смежных углов — с направлениями осей главных напряжений (рис. 2.4). Индексация осей осуществляется на основании данных о направлениях смещения вдоль берегов сопряженных пар трещин.

Исследования, посвященные реконструкции тензора тектонических напряжений по данным о механизмах очагов землетрясений, развивались в работах [Введенская, 1969; Балакина, 1962]. В основе этого подхода лежит положение о совпадении плоскости разрыва с плоскостью действия максимального касательного напряжения (рис. 2.5).

В настоящее время подобный подход активно используется в работах Л.-М. Зобак. В работе [Zobak, 1992] ею на основе данных о механизмах очагов одиночных землетрясений, удовлетворяющих определенным критериям (точность определения, энергетический класс), выполнена реконструкция современных напряжений практически для всех крупнейших сейсмических областей.



Рис. 2.4. Ориентация сколов по отношению к главным осям напряжений (по М.В.Гзовскому)

Рис. 2.5. Ориентация сколов по отношению к главным осям напряжений сжатия *i* и растяжения *k*, снимаемых в очаге землетрясения (по: [Введенская, 1961, 1969])

1 и 2 - нодальные плоскости

Метод реконструкции квазиглавных напряжений. В.Д. Парфенов [1981, 1984], отталкиваясь от закономерностей механики разрушения и основываясь на критерии прочности по наибольшим касательным напряжениям, разработал методику реконструкции напряжений применительно к геологическим объектам. Согласно его методике, на основе данных об ориентации плоскости скола и направлениях борозд скольжения вдоль нее с помощью палеток с сеткой Вульфа (подобно тому, как это делается в сейсмологии по данным о механизмах очагов землетрясений) строятся ориентации "квазиглавных напряжений" — главных осей тензора упругих деформаций, снимаемых в результате смещений по разрыву. Исходя из изотропных свойств горных массивов, предлагается статистически анализировать совокупности соответствующих осей "квазиглавных напряжений", определяя по характеру плотности их распределения ориентацию истинных главных напряжений. В работе [Zhonghuai et al., 1992] практически по аналогичной методике для обширной территории Китая по сейсмологическим данным о механизмах очагов коровых землетрясений реконструировано поле современных напряжений.

Метод тектонодинамического анализа. Существенное развитие этого направления исследований было сделано в работах П.Н. Николаева [1977, 1992], который предложил и развил метод анализа сколовых разрывов и трещин. Суть метода состоит в



Рис. 2.6. Метод тектонодинамического анализа реконструкции главных осей тензора напряжений: *а* – матрица-диаграмма; *б* – схема разброса трещин при разрушении в образцах; *в* – реконструкция осей главных напряжений на нижней полусфере

1 – изолинии трещиноватости и направления разброса; 2 – максимумы трещиноватости; 3 – системы сопряженных трещин; 4 – выходы промежуточных осей; 5, 6 – направления разбросов в пределах соответственно разных систем и максимумов трещиноватости статистическом анализе разброса пространственной ориентации одноранговой совокупности грещин, входящих в однородный по характеру деформирования объем. В результате такого анализа выделяются сопряженные системы трещин. Технически это осуществляется с помощью нанесения данных на прямоугольную диаграмму-матрицу с осями, определяющими соответственно азимут и угол вектора падения плоскости трещины (рис. 2.6, *a*). Поиск сопряженной системы осуществлялся после нанесения данных для всей совокупности трещин путем выделения локальных максимумов.

Практическое использование метода показало, что на диаграмме-матрице максимумы трещиноватости вместо симметричной формы изолиний равных значений, отвечающей равной вероятности отклонения каждой трещины от центра максимума, имеют явно асимметричный характер. Максимум сдвинут в сторону оси сжатия, а преимущественный разброс – в сторону оси растяжения (рис. 2.6, *б*, *в*).

Выделение на диаграмме-матрице указанной асимметрии, по мнению П.Н. Николаева, служит также доказательством однородности деформирования макрообъема, в пределах которого осуществляется реконструкция напряжений. Кроме того, асимметрия максимумов трещиноватости позволяла устойчиво осуществлять индексацию осей главных напряжений и для тех стадий деформационного процесса, для которых в ходе последующего тектонического течения угол между сопряженными системами сколов мог превышать 90°.

Метод локализационной неустойчивости. Метод, близкий по технологии реализации к методу П.Н. Николаева, но использующий несколько иные базовые предположения, развивается применительно к анализу данных о сколовых трещинах в складчатых комплексах в работах Т.П. Белоусова и Ш.А. Мухамедиева [1990, 1992]. В своих исследованиях они исходят из предположения о зарождении нарушений сплошности сдвигового и отрывного типов в виде эшелонированных структур под действием тектонических напряжений в условиях высокого уровня деформационного стеснения слоистых толщ на стадии осадконакопления [Никитин, Рыжак, 1977; Рыжак, 1985]. При этом вводится предположение о том, что локализационная неустойчивость, выражающаяся в формировании систем сколов, предшествует геометрической неустойчивости, определяющей начало формирования складок. Таким образом, восстанавливаемые поля напряжений соответствуют возрасту осадков, а не тому полю тектонических напряжений, в котором затем на самом деле произошла активизация сколовых трещин.

Метод поясов трещин. Метод поясов трещин, предложенный В.Н. Даниловичем [1961], основывается на результатах анализа трещиноватости вблизи крупных разломов. Большое число натурных данных позволило выявить закономерности "густоты" (повышенной плотности) распределения трешин. Было установлено, что вблизи разломов сколового типа более мелкие трещины образуют пояс трещиноватости, ось которого *ОВ* перпендикулярна направлению относительного движения берегов разлома (рис. 2.7). Кроме этого еще один локальный максимум плотности трещиноватости наблюдается вблизи оси пояса трещиноватости.

Этот метод был прежде всего ориентирован на определение направления движения по крупным разломам с известным залеганием плоскости сместителя. В дальнейшем С.И. Шерман [1966] развил метод В.Н. Даниловича для определения эле-



Рис. 2.7. Примерная схема сферограммы господствующих элементов трещиноватости, созданных движением по сместителю (по: [Данилович, 1961])

1–3 – экваториальные максимумы трещиноватости; 4 – полярный максимум; *MON* – простирание сместителя; *OB* – ось пояса трещиноватости; *PP*₁ – простирание плоскости пояса трещиноватости; *OC* – направление смещения

ментов залегания плоскости разлома. Сопоставление экспериментальных и натурных данных позволило использовать этот метод для реконструкции главных осей тензора напряжений. Было установлено, что ось пояса *OB* (см. рис. 2.7) совпадает с осью промежуточного главного напряжения, а анализ ориентации трещин отрыва и скола позволяет определить ориентацию двух других главных осей.

Морфокинематический метод. Данный метод, основанный на изучении и детальном картировании внутренней структуры зоны скалывания вблизи разлома, предложен в работах [Гинтов, Исай, 1984а, б]. При этом под зоной скалывания понимается линейно вытянутая область развития тех или иных структурных и динамоморфических парагенезисов. Этот метод в определенном смысле можно рассматривать как существенное развитие подхода к определению структурно-кинематических параметров крупных разломов и параметров тензора напряжений соответствующего масштабного уровня по изучению совокупности ориентации различных типов более мелких структур: сколовых трещин, трещин отрыва, структур сжатия и складок волочения, образующихся в зоне скалывания более крупного разлома. Неизвестные параметры тензора напряжений (ориентация главных осей), среднего для объема, охватывающего целиком зону скалывания, связываются в этом методе с количественными данными об ориентации указанных выше структур в предложенной авторами системе уравнений.

Структурно-геоморфологический метод анализа оперяющих разрывов. Этот метод предложенный Л.А. Сим [1996], как и морфокинематический метод, развивает методы анализа условий активизации крупных разломов по совокупности оперяющей трещиноватости. Метод направлен на реконструкцию напряженного состояния платформенных областей в окрестности субвертикальных разломов в предположении о субвертикальности оси промежуточного главного напряжения. Последнее допущение позволяет для анализа направления смещения вдоль главного разлома использовать данные только о простирании более мелкой оперяющей трещиноватости и проводить анализ закономерностей изменения простирания оперяющих трещин путем дешифрирования топокарт и фотоснимков более крупного, чем масштаб изучения разломов и тектонических напряжений, масштаба. Л.А. Сим предложила комплексную методику выделения систем оперяющих трещин, оценки возраста мегатрещин и разделения разновозрастных полей трещиноватости. Все рассмотренные выше методы используют представления, базирующиеся на закономерностях квазиоднородного деформирования на стадии разрушения как в образцах, так и в массивах горных пород. Фактически предполагается, что сколовые трещины, являющиеся исходными для реконструкции, образовывались в период времени, в течение которого поле напряжений либо было близким к постоянному, либо параметры тензора напряжений менялись пропорционально одному параметру (условие простого нагружения). В силу этого одна из главных задач реконструкции состоит в выделении однородно деформируемых, в общем случае — четырехмерных пространственно-временных объемов, в пределах которых и должна осуществляться выборка СКДТ. Если при использовании СКДТ, получаемых на основе геологических наблюдений, проблема однородности деформирования в пространстве решается на стадии сбора материала, то проблему выделения временных интервалов (этапов) однородного деформирования, как правило, приходится решать на стадии обработки данных.

Во всех методах существуют свои критерии, по которым возможно создание однородной выборки СКДТ. Это сопряженные пары или системы сколов в методах М.В. Гзовского и П.Н. Николаева, соответствие системы оперяющих сколов положению главного разлома в методах В.Н. Даниловича, Л.А. Сим и О.Б. Гинтова и т.д. Из перечисленных методов реконструкции только в методе П.Н. Николаева имеется возможность создания формализованных приемов выделения объемов, однородных во времени и пространстве. Однако такой прием выделения однородных пространственно-временных объемов не может считаться удовлетворительным в силу его интегральности. Он мало чувствителен к отдельным событиям и может проявляться лишь на статистически представительных множествах.

В методах морфологического и структурно-морфологического анализа, так же как и в методе поясов трещиноватости В.Н. Даниловича, разработанные критерии выделения однородных участков деформирования в окрестностях разломов опираются на анализ парагенезов систем трещин и сопутствующих им структур. В силу указанного обстоятельства для этих методов достаточно трудно создать формализованные алгоритмы реконструкции, идентифицирующие выделяемые парагенезы структур как произошедшие в одном поле напряжений и не зависящие от субъекта, осуществляющего реконструкцию.

Особо следует отметить одно важное положение, лежащее в основе метода тектонодинамического анализа П.Н. Николаева. Оно касается смещения максимума трещиноватости (нормали к плоскостям трещин) в сторону оси максимального девиаторного сжатия при наличии большого разброса в направлении оси максимального девиаторного растяжения (см. рис. 2.6). Это положение соответствует критерию прочности теории Кулона—Навье—Мора и отвечает результатам экспериментальных наблюдений над образцами горных пород. Таким образом, можно говорить, что результаты экспериментов над образцами были подтверждены исследованиями П.Н. Николаева в массивах горных пород.

2.2.2. Методы дислокационного анализа

Методы дислокационного анализа, так же как и методы структурного анализа, направлены на реконструкцию параметров напряженного состояния. Однако в этих методах помимо данных об ориентации плоскости скола используются и данные о направлениях относительных движений бортов разрывов. Отметим, что название этой группы методов связывается с названием одной из теорий пластичности — теории дислокационного скольжения Батдорфа—Будянского, положения которой использовались при обосновании этого подхода [Гущенко, 1981]:

1. В процессе упругопластического деформирования преобразование части упругих деформаций в необратимые (остаточные), обусловливающее диссипацию упругой энергии в объеме геосреды, может осуществляться как за счет сдвигов по вновь образующимся поверхностям нарушений сплошности геоматериала, так и за счет смещения берегов уже существующих трещин и разрывов различного масштабного уровня,

2. Каждое индивилуальное смещение вдоль поверхности трещины возмущает поле напряжений только более низкого масштабного уровня и не влияет на кинематику трещин этого же масштаба,

3. Направление среднего вдоль поверхности скола смещения совпадает с направлением действия среднего на этой поверхности касательного напряжения, отвечающего искомому для квазиоднородного объема тензору средних напряжений.

Предположение о том, что направление перемещения сразу после возникновения скола должно совпадать с направлением максимального касательного напряжения на плоскости разрыва, действовавшего здесь перед его возникновением, а также то, что плоскость разрыва не обязательно должна совпадать с плоскостью наибольших касательных напряжений, или плоскостью скола (по Кулону–Навье), было выдвинуто в работах [Wallace, 1951; Bott, 1959]. Эти положения послужили началом для создания новых методов реконструкции напряжений, отличных от методов, базирующихся на гипотезе сопряженных пар разрывов [Anderson, 1951; Гзовский, 1954].

Методы определения параметров тензора напряжений, использующие представленные выше постулаты, можно разбить на две группы:

- численные методы реконструкции тензора тектонических напряжений на основе нахождения экстремума "функций однородности" для выборки СКДТ;
- графические методы выделения областей допустимой ориентации главных осей тензора тектонических напряжений на основе анализа кинематических ограничений.

На первый взгляд, различие между двумя направлениями состоит лишь в технике реализации одних и тех же базовых постулатов. Однако практическое применение этих методов показывает, что различие носит более принципиальный характер, поскольку именно в рамках второй группы методов удалось создать алгоритмы формирования однородных выборок СКДТ, чувствительных к параметрам отдельных сколов.

Нахождение экстремума "функции однородности". Это направление реконструкции тензора тектонических напряжений развивается в работах большой группы исслелователей (в основном России, Франции и США [Carey, Bruneier, 1974; Никитин,

Юнга, 1974; Angelier, 1975; Никитин, Юнга, 1977; Etchecopar et al., 1981; Angelier et al., 1982; Gephart, Forsyth, 1984; Michael, 1984; Carey-Gailhardis, Mercier, 1987]) и базируется на нахождении максимума "функции однородности" СКДТ ("функции совместности" по С. Л. Юнге) для совокупности (выборки) сколовых трещин. Эта функция представляет собой сумму скалярных произведений известного единичного вектора подвижки на поверхности скола и единичного вектора касательного напряжения, действующего на этой же поверхности, ориентация которого обусловлена искомым тензором напряжений, для выборки сколовых трещин, отобранных для анализа

$$F_{1} = \sum_{\alpha=1}^{A} \left(\frac{\left(s^{\alpha} t^{\alpha} \right)}{\left| s^{\alpha} \right| t^{\alpha} \right|} \right).$$
(2.12)

Здесь s^{α} и t^{α} — векторы относительного смещения бортов сколовой трещины и средних для объема касательных напряжений, действующих на плоскости скола с номером α (рис. 2.8) из выборки сколов ($\alpha = 1 \dots A$). Числитель представляет собой скалярное произведение этих векторов, а знаменатель — произведение их модулей. С некоторым упрощением можно говорить, что требуется найти такой тензор напряжений, при котором сумма углов между вектором касательного напряжения и наблюденным вектором подвижки для всех входящих в выборку плоскостей разрывов будет минимальна. Следует отметить, что в первой работе данного направления [Сагеу, Bruneier, 1974], предлагалось отыскивать минимум функции

$$F_{l}^{*} = \sum_{\alpha=l}^{A} \left(\frac{\left(\boldsymbol{m}^{\alpha} \boldsymbol{t}^{\alpha} \right)^{2}}{|\boldsymbol{m}^{\alpha}|^{2} |\boldsymbol{t}^{\alpha}|^{2}} \right), \tag{2.13}$$

где m^{α} – вектор, ортогональный вектору s^{α} и лежащий в плоскости скола с нормалью n^{α} (см. рис. 2.8). Функции F_1 и F_1^* являются взаимно дополняющими:

$$\sqrt{\left(F_{1}\right)^{2}+F_{1}^{*}}=A.$$
 (2.14)

Согласно представленным выше постулатам дислокационного анализа максимальное значение функции (2.12), нормированной на A (A — число событий, участвующих в выборке), равно единице и отвечает идеальной однородности данных, когда все смещения на плоскостях разрывов совпадают с ориентацией действующих здесь касательных напряжений. В рамках этих постулатов значения нормированной "функции однородности", меньшие единицы, фактически свидетельствуют либо о неоднородности поля напряжений в пределах макрообъема выборки СКДТ, либо об анизотропии свойств вдоль плоскостей разрывов. В последнем случае наличие различного рода неоднородностей может приводить к отклонению вектора смещений, реализуемого вдоль плоскости разрыва, от направления, диктуемого тензором напряжений.

Используя выражение (1.25), можно показать, что максимум функции (2.12) лежит в области изменений четырех параметров тензора напряжений. Это три угла Эй-



Рис. 2.8. Схема ориентации векторов касательного напряжения t^{α} и относительного смещения $s^{\prime\prime}$ бортов на поверхности трещины с нормалью n^{α}

 α – номер трещины в отобранной выборке сколов; β^{α} – угол между векторами t^{α} и, s^{α} ; m^{α} – вектор, лежащий в плоскости трещины и ортогональный вектору смещения s^{α}

лера, определяющие ориентацию трех ортогональных осей главных нормальных напряжений, и коэффициент Лоде–Надаи (коэффициент вида напряженного состояния), характеризующий соотношения величин главных напряжений σ_i (i = 1, 2, 3). Фактически, речь идет о реконструкции на основании расчета "функции однородности" девиаторных компонент тензора напряжений – девиатора напряжений.

Запись "функции однородности" в форме (2.12) требует выбора плоскости разрыва, поэтому для сейсмологических СКДТ задача нахождения тензора напряжений не имеет единственного решения. В работе [Никитин, Юнга, 1977] предлагалось решать проблему единственности определения тензора напряжений путем выбора в качестве плоскости разрыва той из нодальных плоскостей, на которой меньше угол между направлением действующего здесь касательного напряжения (для искомого тензора напряжений) и направлением наблюденного смещения (соз $\beta_r = |\sigma_{ns}/\tau_r|$, r = n, s). Взаимная замена векторов n^{α} и s^{α} при выборе нормали к плоскости скола не изменяет значение компоненты σ_{ns} , но изменяет величину полных касательных напряжений (знаменатель выражения (2.12). В случае выбора в качестве плоскости разрыва в очаге плоскости с нормалью n^{α} должно выполняться следующее условие

$$\left|\sigma_{ns}\right| / \left|\tau_{n}\right| > \left|\sigma_{ns}\right| / \left|\tau_{s}\right|. \tag{2.15}$$

Условие (2.15) фактически определяет в качестве реализованной плоскости в очаге землетрясения ту из нодальных плоскостей, для которой касательное напряжение от искомого тензора меньше по величине.

В работе [Мухамедиев, 1993] "функция однородности" строилась на основе скалярного произведения вектора подвижки на вектор касательных напряжений

$$F_3 = \sum_{\alpha=1}^{A} \left(s^{\alpha} t^{\alpha} \right). \tag{2.16}$$

При построении "функции однородности" в данном алгоритме є качестве весового сомножителя выбираются сами величины подвижек. Таким образом, наибольший вес будут иметь площадки, на которых произошли наибольшие по амплитуде подвижки. "Функция однородности" в форме (2.16) представляет выражение для величины энергии, рассеиваемой в окружающей среде в результате скольжения вдоль совокупности сколов. Другая запись величины энергии диссипации за счет сколовых смещений в случае симметричного искомого тензора напряжений может быть представлена в форме:

$$F_3 = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\sigma_{ij} S_{ij} \right).$$
(2.17)

Здесь σ_{ij} – тензор искомых напряжений, S_{ij} – тензор приращений сейсмотектонических деформаций, образующихся в результате скольжения по совокупности сколовых трещин [Мухамедиев, 1993].

Нахождение областей "допустимых решений". На основе наблюдаемых закономерностей разрывообразования в горных породах при использовании сформулированных выше кинематических постулатов [Гущенко, 1981] рядом авторов были предложены графические методы реконструкции напряжений: метод *М*-плоскостей [Arthaud, 1969], кинематический метод [Гущенко, Сим, 1974; Гушенко, 1975; Гущенко, Сим, 1977; Гущенко и др., 1977], методы right dihedra [Mercier et al., 1976; Angelier, Mechler, 1977; Гущенко, Кузнецов, 1979; Angelier, 1984] и right threhedra [Гущенко, Кузнецов, 1979; Гущенко, 1982; Lisle, 1987]. Во всех методах использовались графические приемы построения векторов в сферической системе координат.

Метод М-плоскостей развивался для оценки параметров тензора деформаций [Arthaud, 1969; Arthaud, Choukrone, 1972]. Исходным положением метода являлось более мягкое, чем постулат М. Ботта и Р. Уоллеса, допущение о том, что направление скольжения вдоль плоскости скола определяется тензором упругих деформаций, сформированным в массиве горных пород. При этом в неявной форме предполагается подобие тензора упругих деформаций и тензора остаточных деформаций, накапливаемых в объеме геосреды за счет совокупности сколовых смещений. Первоначально предназначенный только для одноосного деформированного состояния (од-



Рис. 2.9. Схема графического определения положения осей главных тектонических напряжений согласно методу *М*-плоскостей (по: [Aleksandrowski, 1985]): *а* – пересечение *М*-плоскостей в месте выхода на полусферу главной оси напряжений σ_1 максимальное девиаторное сжатие); *б* – изолинии вероятности для определения положения выходов на полусферу главных осей напряжений; *N* – направление на север

ноосное укорочение или удлинение, метод *М*-плоскостей в дальнейшем был развит в работе [Aleksandrowski, 1985] и для случая трехосного деформированного состояния (рис. 2.9).

Кинематический метод, развиваемый О.И. Гущенко, в приложении к сейсмологическим СКДТ первоначально основывался на обособлении на сфере единичного радиуса двух областей отсутствия выходов соответственно осей *i* и *k* (осей сжатия и растяжения в очаге землетрясений). Центры этих областей в дальнейшем связываются с ориентацией выходов на сферу осей максимальных из растягивающих и максимальных из сжимающих девиаторных напряжений [Гущенко, Сим, 1974]. В приложении к геологическим СКДТ, где плоскость подвижки известна, в первых вариантах кинематического метода на начальном этапе требовалось построить коническую поверхность, проходящую через центр сферы единичного радиуса, которая делила на сфере области с разными направлениями перемещений вдоль плоскостей сколов из однородных выборок (по сути, эта поверхность является поверхностью Коши [Cauchy, 1827]). При этом векторы перемещения бортов сколовых трещин строятся в полюсах плоскостей сдвига (рис. 2.10).

Далее для построенного на сфере следа конической поверхности определяются характерные точки симметрии, вблизи которых затем и отыскиваются выходы осей главных нормальных напряжений. Последняя операция основывается на выделении двух таких взаимно ортогональных направлений, для которых дуги больших кругов, проведенные через точки их выхода на сферу и полюс сдвиговой трещины, булут заключать в створе своего острого угла вектор перемещений сдвиговой трещины, построенный также в ее полюсе на сфере рис. 2.11. Подобный подход основан на проведенном в работе [Гущенко, 1975] анализе возможных вариаций векторов скольжения на различных площадках скалывания при заданной ориентации главных осей напряжений и экстремальных значениях коэффициента Лоде—Надаи.

Наиболее простым из графических методов, с точки зрения построения алгоритмов, является *метод right dihedra* [Angelier, Mechler, 1977]. Он связан с закономерностью, впервые отмеченной в работе [McKenzie, 1969] и заключающейся в том, что при решении прямой задачи кинематические постулаты М. Ботта однозначно связывают ориентацию вектора скольжения вдоль плоскости скола с параметрами тен-



Рис. 2.10. Схема возможной ориентации вектора скольжения на плоскости скола (по: |Гущенко, 1979])

Ось максимального девиаторного сжатия σ_3 ортогональна плоскости рисунка. Каждая совокупность из трех векторов характеризует ориентацию вектора скольжения для случая одноосного сжатия, чистого сдвига и одноосного растяжения



Рис. 2.11. Схема суммирования областей "запрета" для одной из главных осей гензора напряжений по двум механизмам очагов землетрясений

1 – области возможного выхода одной из искомых главных осей напряжений; 2 – области "запрета" по одному из механизмов; 3 области "запрета" по обоим механизмам

зора напряжений [Гущенко, Кузнецов, 1979]:

$$l_{s_i}^{\alpha} = \frac{l_{ij}^{\alpha}}{|\tau_n|} \sum_{j=1}^{3} (\sigma_i - \sigma_j) (l_{nj}^{\alpha})^2.$$
(2.18)

При решении обратной задачи выражения (2.18) позволяют составить ряд неравенств, накладывающих определенные ограничения на возможную ориентацию главных осей тензора напряжений. Здесь I_{si}^{α} и I_{ni}^{α} — проекции на главные оси искомого тензора напряжений σ_i единичных векторов соответственно нормали к плоскости разрыва и подвижки по ней. В частности, из (2.18) при использовании (1.25) следует, что при любых изменениях коэффициента Лоде – Надаи должны выполняться неравенства

$$l_{n1}^{\alpha} l_{s1}^{\alpha} \ge 0, \quad l_{n3}^{\alpha} l_{s3}^{\alpha} \le 0.$$
(2.19)

На основании неравенств (2.19) каждая из трещин допускает возможное попадание осей алгебраически минимального и максимального главных напряжений в разные пары накрестлежащих квадрантов, на которые нодальные плоскости делят сферу единичного радиуса (см. рис. 2.11, *a*, *б*).

Алгоритм реконструкции напряжений метода right dihedra, развиваемого из ограничений (2.19), состоит в нахождении графическим способом двух областей на сфере единичного радиуса, в которых для совокупности сколовых нарушений выполняется каждое из этих неравенств. При этом область, в которой выполняется первое из неравенств (2.19), отождествляется с областью, где на сфере может находиться выход оси максимального из растягивающих главных напряжений, а область, в которой выполняется второе из неравенств (2.19), — с областью выхода оси максимального сжимающего главного напряжения.

Дальнейшее развитие кинематического метода [Гушенко, Кузнецов, 1979] сильно сблизило его с методом right dihedra, когда исходными данными являлись сейсмологические данные о механизмах очагов землетрясений [Гушенко, 1982]. При этом выполнение для совокупности механизмов очагов неравенств (2.19) рассматривалось как способ создания однородных выборок данных, характеризующих однородную фазу деформирования объема. В работах [Гущенко, Кузнецов, 1979; Lisle, 1992] было также показано, что из требования совпадения на плоскости скола касательных напряжений с направлением подвижки следует дополнительное ограничение, накладываемое на ориентацию главных осей тензора в системе координат, связанной со сдвиговой трещиной

$$l_{m1}^{\alpha} l_{m3}^{\alpha} l_{s1}^{\beta} l_{s3}^{\alpha} \ge 0, \tag{2.20}$$

где l^{α}_{mi} — направляющие косинусы вектора m^{α} в системе координат, связанной с главными осями тензора напряжений. Для сейсмологических данных с неизвестной плоскостью подвижки последнее неравенство неприменимо. Неравенство (2.20) фактически накладывает ограничения на область возможного положения промежуточного из главных напряжений.

Memod right threhedra, развиваемый в работе [Lisle, 1992], полностью совпадает с более поздней модификацией кинематического метода О. И. Гущенко, ориентированной на реконструкцию тензора напряжений по геологическим СКДТ.

В работе [Гушенко, 1982] переход от равенств (2.18), определяющих направление вектора подвижки на произвольно ориентированной плоскости скола к неравенствам (2.19), (2.20), доставляющим вектору подвижки широкий диапазон возможной ориентации, основан на следующем предположении: в процессе квазипластического деформирования однородного объема, реализующегося в виде сколовых смещений по трещинам, ориентация осей главных нормальных напряжений остается постоянной, но при этом допускается изменение во времени значений коэффициента Лоде-Надаи, определяемого по индивидуальным СКДТ. Этот принцип именуется принципом выделения *однородноосных объемов*.

Применительно к геологическим СКДТ, в зарубежных исследованиях наиболее интенсивно развивается метод, который можно назвать *методом выделения локализации разрушения* [Carey-Gailhardis, Mercier, 1987; Hung, Angelier, 1989]. Данный метод несет в себе элементы как метода тектонодинамического анализа П.Н. Николаева, так и элементы метода анализа экстремума "функции однородности". Метод состоит в нанесении на палетку Вульфа (сейчас для этого используются возможности компьютерной обработки и визуализации геологических данных о разрывах и трещинах) ориентации плоскостей разрывов и направлений смещений вдоль них (рис. 2.12). Далее выделяют совокупности трещин, близкие в структурно-кинематическом отношении, при этом оценивается близость ориентации не только плоскостей сколов, как в методе П.Н. Николаева, но и направлений скольжения берегов трещин. Разные родственные ансамбли сколовых разрывов, полученные из одного обнажения в результате указанной выше сепарации данных, отождествляются с разРис. 2.12. Схема, иллюстрирующая процедуру нахождения на нижней полусфере положения осей главных напряжений в рамках метода локализации разрушения (по: [Hung, Angelier, 1987])



ными этапами тектонических условий нагружения исследуемой области. Затем, после выбора "функции однородности" того или иного вида, производится определение параметров тензора напряжений. Сепарация данных считается удовлетворительной, если максимальное отклонение направления подвижки вдоль плоскости скола для СКДТ выборки не превышает некоторого принятого предельного значения.

В заключение следует отметить, что определяющие постулаты дислокационного анализа используют принципы дислокационной теории пластичности, что в приложении к реальным горным породам, изначально имеющим большое число разнонаправленных поверхностей пониженной прочности, является более перспективным по сравнению с методами, построенными на принципах механики разрушения, представленными в разделе 2.2.1. В рамках этого направления удалось найти достаточно эффективные формализованные способы выделения однородно деформированных объемов, а также сочетать численные приемы нахождения максимума "функции однородности" и графические приемы, основанные на приведенных выше неравенствах. Кроме того, удается, помимо ориентации главных осей тензора напряжений, определять и соотношение величин главных напряжений — коэффициент Лоде—Надаи.

К проблемам данного подхода следует отнести экспериментально наблюдаемый факт отклонения ориентации сколовых смещений от теоретически предсказываемых (до 90°). В методах нахождения максимума "функции однородности" эти расхождения связывают с неточностью экспериментальных данных [Никитин, Юнга, 1977] и локальной анизотропией на плоскости разрыва. В кинематическом методе О.И. Гущенко делается попытка объяснить эти различия в рамках предположения о постоянстве ориентации осей главных напряжений и изменчивости во времени коэффициента вида напряженного состояния (однородноосное напряженное состояние [Гущенко, 1982]). Последнее выглядит новым дополнительным постулатом, устанавливающим различную зависимость от краевых условий нагружения и свойств среды (вообще говоря, равноправных параметров тензора напряжений): углов Эйлера, определяющих ориентацию главных осей тензора, и коэффициента Лоде–Надаи, определяющего соотношение величин главных напряжений. Далее будет показано, что такие большие отклонения смещений вдоль сколов возможны только на стадии неустановившегося квазипластического деформирования, когда происходит постепенное вовлечение трещин в процесс течения с начального состояния, соответствующего преодолению сопротивления сухого трения с минимальным сцеплением.

2.2.3. Методы расчета тензора квазипластических деформаций

Метод расчета скорости сейсмотектонических деформаций по Ю.В. Ризниченко. Методы определения тензора приращений или скорости сейсмотектонических деформаций за счет вклада быстрых движений по разрывам (в очагах землетрясений) впервые были описаны в работах [Ризниченко, 1965; Вгипе, 1968]. В них предлагалось рассматривать процесс сейсмотектонического разрушения как часть процесса квазипластического течения горных масс, реализующегося за счет быстрых или медленных смещений по разноориентированным разномасштабным нарушениям прочности. При этом из постулатов дислокационного анализа используются только первые два положения без введения каких-либо ограничений на направление смещения, реализующегося вдоль разрыва.

Используя предложенную Ю.В. Ризниченко модель сейсмического течения горных масс и работу [Костров, 1975], тензор скорости необратимых деформаций, накапливаемых в объеме ΔV за счет землетрясений, запишем в следующем виде

$$S_{ij} = \frac{1}{2 \cdot \Delta V \cdot \Delta T} \sum_{\alpha=1}^{A} \overline{U}^{\alpha} \Omega^{\alpha} \cdot \left(l_{ni}^{\alpha} l_{sj}^{\alpha} + l_{nj}^{\alpha} l_{si}^{\alpha} \right),$$
(2.21)

где ΔT — интервал времени наблюдения, \overline{U}^{α} — средняя величина подвижки, Ω^{α} – площадь трещины (очага землетрясения). Поскольку уровень магнитуд напрямую связан с размером объема осреднения, то, как правило, при реконструкции параметров тензора скорости сейсмотектонических деформаций регионального масштабного уровня (масштаб осреднения: первые километры—десятки километров) нижним пределом магнитуд является $M_s = 4$. Эти значения магнитуд, в свою очередь, являются верхним пределом магнитуд при реконструкции соответствующих параметров локального масштабного уровня (масштаб осреднения: сотни метров—первые километры).

На основе метода Ю.В. Ризниченко в работах геологов и сейсмологов получены параметры тензора приращений сейсмотектонических деформаций для активных сейсмотектонических районов [Кузнецова и др., 1995; Трифонов и др., 2002].

Как отмечалось в работе [Лукк, Юнга, 1988], выражение (2.21) не позволяет устойчиво определять тензор скорости сейсмотектонических деформаций в силу существенно большей его зависимости от сильных единичных землетрясений, чем от совокупности землетрясений средней интенсивности. В работе [Степанов, 1979] было предложено этот тензор рассчитывать для ограниченного интервала магнитуд. Тогда, в силу прямой связи площади разрыва с магнитудой землетрясений и зависи-

Реконструкция тектонических напряжений

мости амплитуды смещений от площади разрыва [Штейнберг, 1983; Wells, Coppersmith, 1994], оба параметра в (2.21) можно вынести из-под знака суммирования. При таком подходе (за счет выбора интервала магнитуд в наиболее представительном спектре) удается решить проблему устойчивости определения тензора *S*_{ij}. Заметим, что в этом случае нельзя постулировать однозначную связь рассчитанного тензора с тензором приращений полных упругопластических деформаций.

Метод расчета тензора среднего механизма. С.Л. Юнгой [1979] было предложено использовать для характеристики деформационного состояния исследуемых участ-ков литосферы вместо тензора скорости сейсмотектонических деформаций тензор среднего механизма для событий, участвующих в выборке:

$$P_{ij} = \frac{1}{2A} \sum_{\alpha \in [1]}^{A} \left(l_{\alpha i}^{\alpha} l_{\alpha j}^{\alpha} + l_{\alpha j}^{\alpha} l_{\alpha i}^{\alpha} \right).$$
(2.22)

Здесь тензор P_{ij} нормирован так, что величина интенсивности тензора меньше единицы. Предлагается считать, что тензор среднего механизма подобен тензору скорости квазипластических деформаций. Такой переход от (2.21) к (2.22) основывается на высказанном в работах К. Аки [Aki, 1972] постулате о подобии процессов сейсмотектонического течения, осуществляемых за счет дефектов прочности различных размеров (землетрясений различных диапазонов магнитуд), и на требовании полноты представительности сейсмологических данных о механизмах очагов в выборке землетрясений, определяющей средний механизм.

Подобный подход использовался при оценке композитного механизма по совокупности знаков вступления продольных волн для роя землетрясений [Мишарина и др., 1975]

Метод расчета сейсмотектонических деформаций в кумулятивной области. В работе [Ландер и др., 1993] при расчете тензора приращений сейсмотектонических деформаций предполагалось, что деформация, снимаемая в некоторой области, окружающей очаг землетрясения, не зависит от его магнитуды. При этом характерный размер области упрутой разгрузки определяется магнитудой землетрясения. Как будет показано в главе 3, этот подход полностью соответствует выражению (2.10). Это положение связывается с известным фактом о постоянстве плотности энергии, рассеиваемой в сейсмических волнах [Касахара, 1985].

Предполагается также, что в пределах окрестности очага распределение снимаемых деформаций изменяется обратно пропорционально расстоянию от гипоцентра. Такой подход позволяет для любой точки сейсмоактивной области осуществлять расчет тензора приращений сейсмотектонических деформаций путем суммирования вкладов от тех землетрясений, области разгрузки которых накрывают данную точку. Иными словами, тензор приращений сейсмотектонических деформаций рассчитывается в области взаимного пересечения областей разгрузок совокупности землетрясений – области кумулятивного сложения.

Метод парагенетического анализа дизъюнктивных структур. К перечисленным методам реконструкции параметров тензора квазипластических деформаций следует отнести и метод парагенетического анализа дизъюнктивных структур Л.М. Расцветаева [1982, 1987], разработанный применительно к геологическим данным о СКДТ. Основу метода составляет установленная автором зависимость от параметров тензора напряжений различных структурных форм, связанных предполагаемой общностью условий формирования. По сути используемых в методе Л.М. Расцветаева исходных данных речь должна идти о реконструкции параметров тензора деформаций, обусловленных разрывной и трещинной тектоникой. О реконструкции параметров тензора напряжений можно говорить, только подразумевая постулат об изотропии свойств и в предположении об установившемся процессе упругопластического деформирования.

Главной проблемой метода является дешифрирование натурных структурных рисунков с использованием разработанных Л.М. Расцветаевым базовых геомеханических моделей дизьюнктивных деформаций (шаблонов). Каждая из таких моделей характеризуется определенным дизьюнктивным структурным рисунком — закономерностью взаимосвязанного образования структур разрушения разного типа. Выделяются следующие типы структур: парные и произвольные сколы, пирамиды сжатия и растяжения, конусы сжатия и растяжения, пояса вращения и течения, системы содвига и раздвига. Следует отметить, что количественные данные с помощью этого метода получаются только в отношении определения ориентации главных осей тензора трещинных деформаций. Вид эллипсоида деформаций определяется качественным образом.

* * *

Можно сказать, что перечисленные методы реконструкции параметров тензора приращений сейсмотектонических деформаций целиком опираются на представления теории квазипластических деформаций горных пород, осуществляемых за счет смещений по множеству поверхностей пониженной прочности. В них не постулируется однозначная связь ориентации плоскости разрыва с параметрами тензора напряжений и фактически предполагается произвольность ориентации сколовых смещений.

К проблемам, не решенным в рамках представленного направления, следует отнести проблему выделения однородно деформируемых пространственно-временных объемов и разработку приемов создания однородных выборок СКДТ. Нельзя считать удовлетворительным формирование выборок для расчета тензора скорости сейсмотектонических деформаций по данным о механизмах очагов, осуществляемое простым суммированием всех землетрясений, попадающих в окно наперед заданного размера (например, 1°). В этом случае возможен расчет тензора сейсмотектонических деформаций за период времени, в который произойдет достаточно резкое изменение фазы деформирования, так что суммарные деформации могут быть и нулевыми. Отсутствие критериев однородности выборки СКДТ позволяет также выполнить суммирование вкладов разрывных движений для двух соседних участков, "доставляющих" для взаимно ортогональных направлений деформации разного знака. Такой суммарный тензор сеймотектонических деформаций также может иметь нулевые значения.

2.3. МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИЙ В ХРУПКОЙ ЧАСТИ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Метолология оценки величин напряжений в массивах горных пород базируется в основном на результатах экспериментов по разрушению в условиях одноосного нагружения при наличии бокового давления образцов горных пород размером в первые сантиметры [Mogi, 1964; Byerlee, 1968, 1978; Ставрогин, Протосеня, 1992] (см. раздел J.2). Существуют также данные и о предельных нагрузках, выдерживаемых образцами горных пород размером первые десятки сантиметров и даже первые метры [Соболев, Кольцов, 1988; Соболев, 1993]. Однако эксперименты такого рода выполнялись с целью исследования процессов в области очага землетрясений, а не для изучения механических свойств.

Другим базисом методов оценки величин напряжений являются сейсмологические данные о землетрясениях, которые по линейному масштабу областей разрушения существенно превышают десятки и сотни метров. Методы анализа предельных напряжений следует достаточно осторожно использовать при изучении процессов деформирования и разрушения, происходящих в земной коре, помня, что количественные значения ряда определяющих параметров прочности получены в экспериментах над образцами [Оберт, 1976].

2.3.1. Оценка предельных напряжений в земной коре на основе закона Дж. Байерли

Положение о величине вертикального напряжения на горизонтальных площадках в земной коре. Обобщение результатов экспериментов над образцами, выполненное в работах [Byerlee, 1967, 1968, 1978], можно использовать для расчета величин напряжений, действующих в земной коре. Ранее анализировалась зависимость максимальных касательных напряжений от всестороннего эффективного давления, отвечающая стадии разрушения образцов горных пород (см. раздел 1.2.1). Было показано, что на этой стадии соотношение между данными характеристиками напряженного состояния зависит от вида тензора напряжений. Однако провести оценку самих величин девиаторных напряжений, действующих в земной коре, на их основе невозможно; необходимо либо иметь дополнительные данные о величинах глубинного тектонического давления, либо предложить дополнительные гипотезы, определяющие его величину.

В работе [Sibson, 1974] для изостатически скомпенсированных областей был предложен способ оценки максимальных напряжений, которые способны выдержать горные породы на различных глубинах земной коры. Он основан на предположении о том, что для большей части участков земной коры вертикальные напряжения, действующие на горизонтальных площадках, равны весу вышележащих пород, т.е. литостатическому давлению

$$\sigma_{zz} = -p + \overline{\sigma}_{zz} \tau = -g \int_{0}^{H} \rho(z) d\bar{z}, \qquad (2.23)$$

где l_{iz} (i = 1, 3) — косинусы угла между осями алгебраически максимального или алгебраически минимального из главных напряжений и осью на зенит, $\overline{\sigma}_{zz}$ — коэффициент вертикальных напряжений, определяемый согласно (1.31), а $\rho(z)$ — плотность массивов горных пород на различной глубине. Кроме того, Р. Сибсон дополнил это положение результатами лабораторных экспериментов по разрушению горных пород (см. [Byerlee, 1967, 1978]), определяющими взаимосвязь между девиаторной и шаровой компонентами тензора напряжений (1.91). На основании соотношений (1.91), (2.23) и (1.31) можно получить выражение для определения предельных значений максимальных касательных напряжений, при которых на различных глубинах в массивах горных пород происходит хрупкое разрушение:

$$\tau = \frac{\tau_c + k_c (Hg\rho_c - p_f)}{\csc^2 \alpha_c - k_c [(1 - \mu_\sigma)l_{1z}^2 - (1 + \mu_\sigma)l_{3z}^2 + \mu_\sigma]},$$
(2.24)

где ρ_c — средняя плотность столба горных пород мощностью *H*. Соотношение (2.24) дано нами в более общем виде, чем оно приведено в известных работах [Sibson, 1974; Govers et al., 1992]. В (2.24) учтена зависимость предельных значений максимальных касательных напряжений от коэффициента Лоде—Надаи (1.91) [Ребецкий, 20036].

Для вычисления всестороннего тектонического давления на основании (2.23) получим выражение

$$p = H_g \rho_c + \tau \Big[(1 - \mu_\sigma) l_{1z}^2 - (1 + \mu_\sigma) l_{3z}^2 + 2\mu_\sigma / 3 \Big].$$
(2.25)

Если в выражении (2.24) принять значения связной прочности (сцепления) горных пород τ_c и коэффициента внутреннего трения k_c , равными соответствующим значениям этих параметров в выражениях (1.87) и (1.88), то для определения максимального касательного напряжения, действующего на различных глубинах земной коры, достаточно определить или постулировать ориентацию главных напряжений, значение коэффициента Лоде—Надаи и величину порового давления флюида p_q .

В большинстве исследований в этой области [Sibson, 1974; Ranalli, Murphy, 1987; Govers et al., 1992; Cloethingh, Burov, 1996] используется предположение о значении порового давления, близком по величине к гидростатическому:

$$p_{fl} = gH\rho_{fl}, \tag{2.26}$$

которое, в свою очередь, следует из предположения о свободной циркуляции вод (флюида) внутри поровых пространств от дневной поверхности до границы Мохоровичича [Николаевский, 1979; Николаевский, Шаров, 1985]. Заметим, что существуют также представления, опирающиеся на природные данные, которые допускают превышение поровым давлением гидростатических значений, например, в связи с сопротивлением дилатирующих горных пород процессу фильтрации [Николаевский, 19966]. Далее это будет обсуждаться более подробно.

Предельные значения максимальных касательных напряжений в земной коре. Согласно предположению Р. Сибсона, значения предельных максимальных касатель**Рис. 2.13.** Зависимость предельной прочности горных пород на скалывание от глубины для разных типов геодинамической обстановки и разных величин μ_{σ} (по Дж. Байерли и Р. Сибсону)

1-5- пояснения см. в тексте



ных напряжений, действующих на различных глубинах земной коры, обычно получают, приняв в качестве ориентации главных осей тензора напряжений направления, соответствующие различным типам геодинамической обстановки (горизонтального сжатия, горизонтального сдвига, горизонтального растяжения), и предположив, что реализованная плоскость разрыва совпадает с плоскостью внутреннего трения горных пород [Sibson, 1974; Ranalli, Murphy, 1987; Govers et al., 1992; Cloethingh, Burov, 1996]. Положение этой плоскости, в свою очередь, принимается соответствующим значению коэффициента внутреннего трения, определенного в результате экспериментов над образцами [Byerlee, 1978].

На рис. 2.13 представлена зависимость величины максимального касательного напряжения при разных значениях коэффициента вида напряженного состояния (μ_{σ}) для основных геодинамических обстановок, соответствующих областям столкновения и поддвига литосферных плит, зонам рифтов и областям сдвигов для значений $\rho_c = 2.65$ г/см³ и $\rho_a = 1.00$ г/см³ ($\lambda = \rho_a/\rho_c = 0.377$). Следует заметить, что:

- обстановка горизонтального сжатия (линия *I* на рис. 2.13) подразумевает субгоризонтальное положение главной оси максимального сжатия и субвертикальное положение главной оси минимального сжатия (*I*₁₂ = 1, *I*₃₂ = 0);
- обстановка горизонтального растяжения (линия 5 на рис. 2.13) подразумевает субгоризонтальное положение главной оси девиаторного растяжения и субвертикальное положение главной оси девиаторного сжатия (*I*₁₂ = 0, *I*₃₂ = 1);
- обстановка горизонтального сдвига (линии *I*-5 на рис. 2.13, соответствующие разным значениям μ_σ = 1, 0.5, 0, -0.5, -1) подразумевает субгоризонтальное положение главных осей девиаторного растяжения и сжатия (*I*_{1z} = 0, *I*_{3z} = 0).

Заметим, что зонам субдукции отвечает ситуация субгоризонтальной ориентации промежуточного главного напряжения, простирание которого в основном совпадает с простиранием желоба. Соответственно, алгебраически максимальное и алгебраически минимальное из главных напряжений имеют простирания, ортогональные простиранию желоба, и углы погружения, близкие к 45° ($|I_{12}| = |I_{32}| = \sqrt{0.5}$). Для этого



Рис. 2.14. Типы геодинамических режимов и кинематические типы для субвертикальных разрывов

Типы геодинамических режимов (цифры в кружках): 1 – Субвертикальна ось алгебраически минимального напряжения $\sigma_{12} \approx \sigma_{22}$ (горизонтальное растяжение – сброс); 2 – субгоризонтальна ось алгебраически максимального напряжения σ_{1} при $|l_{22}| \approx |l_{32}| \approx 1/\sqrt{2}$ (горизонтальное растяжение в сочетании со сдвигом – сбросо-сдвиг); 3 – субвертикальна ось промежуточного главного напряжения $\sigma_{2} \approx \sigma_{22}$ (горизонтальный сдвиг – сдвиг); 4 – субгоризонтальна ось алгебраически минимального напряжения σ_{3} при $|l_{12}| \approx |l_{22}| \approx 1/\sqrt{2}$ (горизонтальна ось алгебраически минимального напряжения σ_{3} при $|l_{12}| \approx |l_{22}| \approx 1/\sqrt{2}$ (горизонтальное сжатие в сочетании со сдвигом – взбросо-сдвиг); 5 – субвертикальна ось алгебраически максимального напряжения (горизонтальное сжатие – взброс); 6 – субгоризонтальна ось промежуточного из главных напряжений σ_{2} при $|l_{12}| \approx |l_{32}| \approx 1/\sqrt{2}$ (поддвиг - взрез); 7 – вектор на зенит удален от всех осей главных напряжений более чем на 30°. Ось на зенит находится внутри октанта, образованного тремя главными осями напряжений

геодинамического режима, согласно выражению (2.24), значение максимального касательного напряжения, отвечающего хрупкому разрушению, эквивалентно значениям т для геодинамического режима горизонтального сдвига при значении коэффициента Лоде—Надаи, равном 0.

На рис. 2.14 на октанте сферы в зависимости от близости ориентации одной из главных осей напряжений к оси на зенит показаны разные геодинамические режимы и приведены соответствующие им типы разрывных структур.

В рамках сделанных выше предположений (см. рис. 2.13) предельные напряжения, отвечающие обстановке горизонтального сдвига при разном характере вида напряженного состояния (линии *1*—5), определяемого разным значением коэффициента Лоде—Надаи, могут быть близкими к предельным напряжениям, необходимым для хрупкого разрушения либо при обстановке геодинамического горизонтального сжатия (линия *I*), либо при обстановке геодинамического горизонтального растяжения (линия *J*). Независимость линии начала хрупкого разрушения этих геодинамических обстановок от вида напряженного состояния объясняется достаточно просто. Нормальное и касательное напряжения, действующие на площадках, совпадающих по ориентации с плоскостью скалывания (внутреннего трения), зависят только от алгебраически максимального или алгебраически минимального главного напряжения, а при их субвертикальной ориентации от вида тензора напряжений будет зависеть только промежуточное из главных напряжений. Перелом на графике τ (см. рис. 2.13) происходит на разных глубинах H^{*} при достижении эффективными нормальными напряжениями на плоскости внутреннего скола значений 2–3 кбар. Используя (2.24) и условие непрерывности значений τ вблизи $H = H^{*} \pm 0$, находим

$$H^{*} = \frac{\tau_{c} \left\{ \operatorname{cosec} 2\alpha_{c}^{1} - k_{c}^{1} \left[(1 - \mu_{\sigma}) l_{1z}^{2} - (1 + \mu_{\sigma}) l_{3z}^{2} + \mu_{\sigma} \right] \right\}}{\left(k_{c}^{1} \operatorname{cosec} 2\alpha_{c}^{2} - k_{c}^{2} \operatorname{cosec} 2\alpha_{c}^{1} \right) g \left(\rho_{c} - \rho_{fl} \right)}.$$
(2.27)

Здесь $\tau_c = 0.5$ кбар, $k_c^1 = 0.85 (H \le H^*)$ и $k_c^2 = 0.6 (H \ge H^*)$.

В табл. 2.1 представлены значения *H*^{*}, соответствующие различным типам геодинамического режима нагружения и разным типам напряженного состояния.

В работах [Sibson, 1974; Ranalli, Murphy, 1987; Govers et al., 1992; Cloethingh, Burov, 1996 и др.] исследовались предельные напряжения, отвечающие хрупкому разрушению для обстановок горизонтального сжатия и горизонтального растяжения, поскольку им соответствуют максимальные и минимальные значения прочности. Оценки, выполненные в рамках представленного подхода Р. Сибсона, показывают, что наибольшие максимальные касательные напряжения достигаются в состоянии горизонтального сжатия, при этом на глубинах *H* > 15 км их значения больше 4 кбар.

Как отмечалось ранее, предложенный Р. Сибсоном подход требует наличия данных об ориентации главных осей и виде тензора напряжений, т.е. в приложении к современным напряжениям требуется вначале тем или иным из представленных выше методов по совокупности механизмов очагов землетрясений произвести реконструкцию ориентации главных осей и значений коэффициента Лоде– Надаи тензора напряжений участка земной коры, а затем, используя выражения (1.24) и (1.25), рассчитать величину максимальных касательных напряжений и эффективное всестороннее давление.

В работе [Govers et al., 1992] был предложен способ оценки несущей способности массивов горных пород на основе анализа параметров механизмов очагов отдельных землетрясений. Помимо необходимости определения плоскости в очаге землетрясения, он требует введения дополнительного предположения о том, что плоскость разрыва в очаге землетрясения совпадает с плоскостью, положение которой определя-

Таблица 2.1

μ _σ	Геодинамический режим		
	горизонтальное сжатие	горизонтальный сдвиг	горизонтальное растяжение
+1	6.9	6.9	32.2
+0.5	6.9	13.2	32.2
0	6.9	19.6	32.2
0.5	6.9	25.9	32.2
-1	6.9	32.2	32.2

Глубина Н^{*} для различных геодинамических режимов, км

ется углом внутреннего трения горных пород. Следует отметить, что в рамках сделанного предположения данных механизмов очагов землетрясений достаточно для определения направляющих косинусов l_{ij} главных осей тензора напряжений (i = 1, 2, 3), но при этом значение коэффициента Лоде—Надаи, которое фигурирует в выражении (2.24), остается неизвестным. В работах [Govers et al., 1992; Sibson, 1974] фактически полагалось, что значение коэффициента Лоде—Надаи равно нулю. На рис. 2.13 этому предположению для геодинамической обстановки с субвертикальным положением оси промежуточного главного напряжения (области разломной тектоники сдвигового типа) соответствует кривая 3. Этим способом был определен предел прочности хрупкого разрушения различных участков Индийской океанической плиты [Govers et al., 1992].

Положение областей дилатансии в земной коре. Используем гипотезы о величинах вертикальных напряжений (2.23) и поровом давлении флюида (2.26) для выделения в земной коре областей повышенной дилатансионной активности в соответствии с результатами экспериментов [Ставрогин, Протосеня, 1992].

Используя предположение о равенстве вертикального напряжения литостатическому давлению горных пород (2.23), выражение (1.98), в котором давление заменено на эффективное, и выражение (2.26), определяющее гидростатический закон распределения флюидного давления с глубиной [Ребецкий, 20036], получим уравнение, связывающее величину касательных напряжений с параметром *С*_{он} и глубиной *H*:

$$\tau = \frac{Hg(\rho_c - \rho_{fl})}{\left(1 + C_{Dl}\right) / \left(1 - C_{Dl}\right) - \left[\left(1 - \mu_{\sigma}\right)l_{1z}^2 - (1 + \mu_{\sigma})l_{3z}^2 + \mu_{\sigma}\right]}.$$
(2.28)

Выражение (2.28) получено впервые и позволяет определить положение (по глубине) в земной коре областей повышенной дилатансионной способности горных пород.

На рис. 2.15 показаны зависимости от глубины предельных напряжений, отвечающих хрупкому разрушению, и областей повышенной дилатансии горных пород. Здесь параметры прочности принимались в соответствии с теорией Дж. Байерли, и, кроме того, использовались основные положения подхода Р. Сибсона [Sibson, 1974] при $\lambda = \rho_{fl}/\rho_c$. Результаты, представленные на рис. 2.15, *а*, показывают, что в случае геодинамического режима, соответствующего *горизонтальному сжатию* областей земной коры ($\sigma_1 = \sigma_{zz} = -Hg\rho_c$), линия предела прочности горных пород (утолщенные линии на рис. 2.15, *a*) до глубины 7 км проходит вдоль границы области дилатансии ($C_{Dl} \cong 0.2$). Рассмотрим, что означает подобное соотношение параметров.

Будем анализировать случай постепенного нарастания главных сжимающих напряжений σ_3 от значения $\sigma_3 = -Hg\rho_c$, определяющего равенство девиаторных напряжений нулю, до значения, отвечающего величине τ , равной пределу прочности горных пород. Можно показать, что для данного геодинамического режима такое нагружение соответствует горизонтальной линии на рис. 2.15:

$$\tau = -(\sigma_3 + H_g \rho_c) / 2. \tag{2.29}$$



Рис. 2.15. Расположение областей интенсивной дилатансии и линии предела прочности (т) горных пород по глубине для геодинамических обстановок: *a* – горизонтального сжатия, горизонтального растяжения; *б* – горизонтального сдвига

Закон распределения флюидного давления по глубине близок к гидростатическому ($\lambda = p_{ll}/p_{ll} = 0.4$)

Полагая, что начальная пористость среды была менее 1–2%, и в согласии с результатами экспериментов [Ставрогин, Протосеня, 1992] и данными рис. 2.15 при достижении т определенных значений (при $C_{DI} \approx 0.4$ в выражении (2.28)) должно происходить резкое повышение интенсивности процесса дилатансионного разрыхления горных пород. Это разрыхление будет становиться все более интенсивным при дальнейшем увеличении т и достигнет своего максимума при $C_{DI} = 0.3$. Дальнейшее увеличение т должно сопровождаться падением интенсивности дилатансии по мере приближения значений параметра $C_{DI} \kappa 0.2$. Заметим, что параллельно с процессом дилатансионного разрыхления в горных породах идет процесс уплотнения под действием всестороннего давления. Значение интенсивности всестороннего давления, определяемого выражением (2.25), возрастает по мере увеличения максимального сжимающего напряжения σ_3 и т.

На ранней стадии, когда с увеличением τ происходит повышение интенсивности дилатансионного разрыхления пород, имеющих низкую начальную пористость, конкурирующий процесс уплотнения не приводит к общему уплотнению. Эксперименты У. Брейса [Вгасе, 1978] показали, что вклад процесса дилатансионного разрыхления для пород с малой начальной пористостью может в несколько раз превышать вклад процесса объемного уплотнения под действием всестороннего давления. Порода на этой стадии увеличивается в объеме, возможно достигая для определенных значений максимальной пористости (17-19%).

Как отмечалось ранее, эксперименты по деформированию разрыхленных образцов показали, что при тех же значениях $C_{DI} = 0.2 - 0.4$ в процессе деформаций сдвига наблюдается их уплотнение.

Таким образом, при увеличении пористости горных пород и продолжающемся увеличении т и p по мере уменьшения вклада в изменение объема дилатансионного разрыхления (даже возможной инверсии этого процесса) и увеличения вклада процесса уплотнения, последний становится доминантным, определяющим суммарное уплотнение объема горных пород. Поскольку линия предела прочности для глубин менее 7 км идет вдоль границы минимального значения параметра $C_{Dl} \equiv 0.2$, можно ожидать, что процесс дилатансионного разрыхления в ходе повышения интенсивности напряженного состояния полностью реализует свой потенциал и начинает преобладать процесс уплотнения горных пород как за счет всестороннего сжатия, так и за счет сдвиговых деформаций (девиаторных напряжений). Можно ожидать также, что в этих условиях на стадии хрупкого разрушения пористость горных пород снова будет иметь значения менее 1–2%. Вероятно, что такое уплотнение должно характеризовать современную стадию деформирования анализируемых областей земной коры.

Аналогичные рассуждения можно представить также для случая горизонтального растяжения. Для этого геодинамического режима линия предела прочности горных пород идет вдоль границы области дилатансии $C_{Dl} \equiv 0.2$ на всем интервале глубин нагружения и так же как и для горизонтального сдвига при $\mu_{\sigma} = 0$ (см. рис. 2.15, *a*, *б*).

Рассмотрим теперь участки земной коры глубже H^* для геодинамических режимов, соответствующих горизонтальному сжатию (см. рис. 2.15, *a*), и сдвига при $\mu_{\sigma} > 0$ (см. рис. 2.15, *б*). Для этих режимов нагружения линия предела прочности горных пород по мере увеличения глубины уходит внутрь области дилатансии и соответствует значениям параметра $C_{Dl} \cong 0.3$. Для этих участков земной коры должно наблюдаться большое дилатансионное разрыхление горных пород. Поскольку линия предела прочности фактически проходит вблизи максимума интенсивности процесса дилатансионного разрыхления, то, согласно наблюденному в экспериментах факту уплотнения при сдвиге рыхлых пород [Ставрогин, Протосеня, 1992], в этих областях можно ожидать *периодическую смену процесса разрыхления горных пород их уплотнением*. Пористость этих областей находится в неустойчивом состоянии и может составлять от 2–19%.

Вероятно, в периоды интенсивного изменения порового пространства объем флюида, его заполняющего, также изменяется, но с некоторым запаздыванием (давление флюида определяется сопротивлением фильтрации, процессами гидратации и дегидратации и др.). Таким образом, в это время поровое давление может либо повышаться (периоды уплотнения горных пород), либо понижаться (периоды разуплотнения горных пород). Соответственно, эти периоды времени будут характеризоваться либо упрочнением горных пород, либо их разупрочнением и повышением интенсивности сейсмичности.

Согласно данным рис. 2.15, прослеживается определенная взаимосвязь между типом напряженного состояния, глубиной и деформационной разрыхленностью участков геомассива. Следует сказать, что взаимосвязь флюидонасыщенности и, соответственно, пористости с тектоническим режимом земной коры отмечалась в работе [Киссин, 2001].

Из выражений (2.28) и (2.24) следует, что показанная на рис. 2.15 взаимосвязь по глубине параметров, определяющих интенсивность дилатансии и величину макси-



мальных касательных напряжений, отвечающих хрупкому разрушению горных пород, не изменится, если вместо гидростатического закона распределения порового давления (2.26) принять иной, например, близкий к литостатическому. Изменятся величины напряжений, соответствующие характерным участкам диаграмм на рис. 2.15, но вид областей "переупаковки" горных пород и положение в их пределах линии предела прочности останется неизменным.

На рис. 2.16 показаны те же характеристики, что на рис. 2.15, при значении $\lambda = p_{fl}/p_{ll} = 0.75$. Из данных рис. 2.15 и 2.16 видно, что с повышением порового давления увеличивается глубина H^* кровли области дилатансионного разрыхления.

Следует отметить, что в работе [Николаевский, 19966] глубина перелома графика предельной прочности горных пород также отождествлялась с областью интенсивного дилатансионного разрыхления, которая, согласно концепции В.Н. Николаевского, соответствует области прерывистого скольжения вдоль бортов разломов. Заметим также, что глубина верхней границы областей дилатансии соответствует кровле волноводов земной коры (10–20 км).

2.3.2. Методы оценки величин напряжений на основе данных о величинах напряжений, снимаемых в очаге землетрясения

Метод Ж. Хардебек. В работе [Hardebeck, Hauksson, 2001] был предложен метод оценки величин эффективных максимальных касательных напряжений на основе анализа изменения ориентации главных напряжений до и после сильного землетрясения. Этот метод впервые был применен при расчете напряжений для зем-





Рис. 2.17. Распределение эпицентров афтершоков землетрясения Ландерс и переориентация оси максимального сжатия до (*1*) и после (*2*) землетрясения

летрясения Ландерс с магнитудой $M_{w} = 6.9$, произошедшего в 1992 г. Для определения ориентации главных напряжений использовался каталог механизмов очагов Е. Хаукссона [Hauksson, 2000].

Афтершоковая область вдоль разрыва (рис. 2.17) была разбита на четыре сегмента, для которых методом, близким к методу квазиглавных напряжений В.Д. Парфенова, оценивалась ориентация двух главных осей напряжений по данным о землетрясениях, предшествовавших сильному землетрясению, и данным об афтершоках. Результаты такого анализа выявили субширотную и субмеридиональную ориентацию двух главных осей максимального девиаторного растяжения σ_1 и сжатия σ_3 (см. рис. 2.17). Было показано, что изменение ориентации оси сжатия составляет 12–18°, что превышает ошибку в определении направления действия данной оси.

Используя тот факт, что для исследуемой области оба девиаторных напряжения – σ_1 и σ_3 – лежат в субгоризонтальной плоскости, Ж. Хардебек разработала метод оценки величин максимальных касательных напряжений, действовавших в исследуемых сегментах вдоль разрыва до землетрясения. Идея состояла в том, что напряженное состояние, сформировавшееся после сильного землетрясения, приближенно можно рассматривать как сумму двух состояний, одно из которых соответствует стадии, предшествовавшей этому событию, а другое – напряженному состоянию, отвечающему напряжениям, снимаемым в его очаге (рис. 2.18). При этом считалось, что снимаемое напряженное состояние соответствует чистому сдвигу (см. раздел 1.1.2) с ориентацией главных напряжений, совпадающей с осями *P* (pressure) и *T* (tension) очага землетрясений. Таким образом, максимальные касательные напряжений это-



Рис. 2.18. Схема изменения ориентации главных осей напряжений (σ_3 – максимальное девиаторное растяжение, σ_1 – максимальное девиаторное сжатие) при возникновении сдвигового разрыва: *a* – напряженное состояние до землетрясения, *б* – дополнительные напряжения, *в* – напряженное состояние после землетрясения

го состояния действуют вдоль площадок, параллельных плоскости разрыва в очаге, и их величина близка к величине напряжений, снимаемых в очаге.

Таким образом, при расчетах помимо данных о механизмах очагов землетрясений, предшествовавших землетрясению, и его афтершоков в качестве дополнительных использовались данные о величинах снимаемых напряжений в очаге произошедшего сильного землетрясения, которые получают сейсмологическим методом. Эти величины составляли 5–10 бар вдоль разных участков разрыва в очаге.

В табл. 2.2 представлены исходные и результирующие данные анализа, выполненного в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001]. Величину снимаемых на разрыве касательных напряжений (stress drop) оценивали по сейсмологическим данным на основе выражения (1.113) с использованием данных о сейсмическом моменте землетрясения (M_o) и линейных размерах очага землетрясения.

Основным для анализа являлось выражение, связывающее отношение сбрасываемых напряжений $\Delta \tau_n$ к максимальным касательным напряжениям τ^0 , действовавшим до землетрясения, с угловыми параметрами, представленными в табл. 2.2

$$\Delta \theta = a \tan \left\langle \left\{ 1 - \frac{\Delta \tau_n}{\tau^0} \sin 2\theta - \left[\left(\frac{\Delta \tau_n}{\tau^0} \right)^2 + 1 - 2 \frac{\Delta \tau_n}{\tau^0} \sin 2\theta \right]^{1/2} \right\} \left(\frac{\Delta \tau_n}{\tau^0} \cos 2\theta \right)^{-1} \right\rangle.$$
(2.30)

Таблица 2.2.

τ^{0,} бар Сегмент θ $\Delta \tau / \tau^0$ ΔΘ Δτ, бар Долина Джонсон 37±13° $-12+9^{\circ}$ 0.63 79 50 ± 1.2 Долина Хоместед 54+13° 15+9° 88±1.2 0.67 130 63±12° 18±11° 100 ± 1.2 Емерсон 0.62 160

Параметры напряжений для разных участков разрыва землетрясения Ландерс

Здесь θ — угол от простирания анализируемого участка разлома до оси максимального сжимающего напряжения на стадии, предшествовавшей сильному землетрясения, определяемый по механизмам очагов совокупности землетрясений ему предшествовавшим, $\Delta \theta$ — изменение этого угла после сильного землетрясения, определяемое по афтершокам (см. рис. 2.18). В соответствии с выражением (2.30) величина $\Delta \tau_n/\tau^0$ является функцией θ и $\Delta \theta$ и для исследуемого региона составляет величину порядка 0.6—0.7. Заметим, что при построении выражения (2.30) в неявном виде предполагалось, что тип тензора близок к чистому сдвигу ($\mu_{\alpha} \approx 0$).

При выполнении представленного выше анализа осуществлялся расчет параметров тензора напряжений средних для исследуемых сегментов разрыва в очаге. Длины этих сегментов составляли 8—12 км и, следовательно, можно говорить, что масштаб осреднения напряжений составляет 10 км. Полученные по результатам анализа величины максимальных касательных напряжений в первые сотни бар сильно отличаются от оценок (первые килобары), которые можно получить, если использовать подход, представленный в предыдущих разделах [Sibson, 1974].

Обобщение метода Ж. Хардебек. В работе [Hardebeck, Hauksson, 2001] выражения (2.30), используемые для оценки величин девиаторных напряжений, отвечали частному случаю напряженного состояния, определяемого ориентацией в географической системе координат главных осей тензора напряжений (сдвиговый режим), и частному случаю вида тензора напряжений (чистый сдвиг, $\mu_{\sigma} \approx 0$). Рассмотрим в самом общем случае проблему оценки средних величин напряжений, действовавших до и после сильного землетрясения, на основе данных реконструкции первого этапа метода катакластического анализа, т.е. по данным об ориентации главных осей тензора напряжений и значениях коэффициента Лоде—Надаи.

Пусть нам известны эти параметры для двух фаз напряженного состояния, одно из которых было непосредственно перед землетрясением, а другое возникло сразу после него. Будем считать также, что речь идет о напряжениях, осредненных по площади с линейным размером порядка разрыва в очаге исследуемого сильного землетрясения. В этом случае можно считать, что касательные напряжения на площадках, параллельных плоскости разрыва в очаге, изменяются на величину напряжений касательных напряжений, снимаемых в очаге, а нормальные напряжения на этих же площадках остаются без изменений. Полагаем, что ориентации ни одной из осей главных напряжений до и после сильного землетрясений не совпадают. Используем также, как это было сделано Ж. Хардебек [Hardebeck, Hauksson, 2001], возможность представления напряженного состояния после сильного землетрясения как суммы двух состояний: напряженного состояния до землетрясения и напряженного состояния, обусловленного напряжениями, снимаемыми в очаге землетрясения. Пусть первому из них отвечают главные напряжения σ_k^0 (k = 1, 2, 3) с известными ориентациями осей и значением коэффициента Лоде– Надаи (μ_k^0), а второму, соответствующему состоянию чистого сдвига, главные напряжения

$$\sigma_1^e = -\sigma_3^e = \Delta \tau_n, \quad \sigma_2^e = 0, \tag{2.31}$$

оси которых совпадают с осями механизма сильного землетрясения. Конечному напряженному состоянию, установившемуся после сильного землетрясения, отвечают

главные напряжения σ_k^1 (k = 1, 2, 3) также с известными ориентациями осей и значением коэффициента Лоде—Надаи (μ_k^1). Нетрудно заметить, что добавление к одному напряженному состоянию состояния чистого сдвига не приводит к изменению всестороннего давления, т.е.

$$p^1 = p^0$$
 (2.32)

Все эти три напряженных состояния можно связать, используя выражения (1.24) для записи компонент тензора в произвольной ортогональной системе координат:

$$\sigma_{ij}^{1} = \sigma_{k}^{1} l_{ki}^{1} l_{kj}^{1} = \sigma_{k}^{0} l_{ki}^{0} l_{kj}^{0} - \sigma_{k}^{e} l_{ki}^{e} l_{kj}^{e}, \quad i, j = 1, 2, 3.$$
(2.33)

Здесь l_{ki}^{m} (m = 0, 1, e; k = 1, 2, 3) — направляющие косинусы главных осей, соответствующих индексам их напряженных состояний в произвольной системе координат. Используя (2.31), (2.32) и (1.21), выражение (2.33) можно переписать в виде:

$$\begin{split} & \left[\left(1 - \mu_{\sigma}^{l}\right) l_{1i}^{1} l_{1j}^{1} - \left(1 + \mu_{\sigma}^{l}\right) l_{3i}^{1} l_{3j}^{1} + 2 / 3 \mu_{\sigma}^{l} \delta_{ij} \right] \tau^{1} = \\ & = \left[\left(1 - \mu_{\sigma}^{0}\right) l_{1i}^{0} l_{1j}^{0} - \left(1 + \mu_{\sigma}^{0}\right) l_{3i}^{0} l_{3j}^{0} + 2 / 3 \mu_{\sigma}^{0} \delta_{ij} \right] \tau^{0} - \\ & - \left(l_{Ti}^{e} l_{ij}^{e} - l_{Pi}^{e} l_{Pj}^{e} \right) \Delta \tau_{n}, \qquad i, j = 1, 2, 3. \end{split}$$

$$(2.34)$$

Индексы *P* и *T* при направляющих косинусах состояния чистого сдвига соответствуют осям сжатия и растяжения механизма очага сильного землетрясения. Поскольку сумма трех уравнений при i = j тождественно равна нулю, то из шести уравнений (2.34) только пять линейно независимые. Таким образом, имеется система из пяти уравнений для отыскания двух неизвестных τ^0 и τ^1 . Переопределенность разрешающей системы связана с дополнительной информацией, доставляемой сейсмологическими данными. В силу того, что данные о параметрах тензоров напряжений стадий до и после землетрясения определяются на основе экспериментальных (сейсмологических) данных, путем минимизации отклонения (например, квадратического) от тождественного выполнения уравнений (2.34), можно определить величины максимальных касательных напряжений двух интересующих нас стадий.

Задачу определения величин τ^0 и τ^1 можно решить раздельным образом, если в качестве произвольной ортогональной системы координат выбрать главные оси тензора напряжений, возникшего после сильного землетрясения. В этом случае равенство нулю касательных напряжений на площадках действия главных напряжений σ_k^1 позволяет записать следующие выражения:

$$\left(1 - \mu_{\sigma}^{0}\right) l_{1i}^{0} l_{1j}^{0} \cdot \left(1 + \mu_{\sigma}^{0}\right) l_{3i}^{0} l_{3j}^{0} \right] \tau^{0} - \left(l_{Ti}^{e} l_{fj}^{e} - l_{Pi}^{e} l_{Pj}^{e}\right) \Delta \tau_{n} = 0, \quad i \neq j = 1, 2, 3.$$

$$(2.35)$$

Таким образом, путем минимизации отклонения можно расчитать величину τ^0 . Для расчета величины τ^1 следует использовать уравнения для главных нормальных напряжений системы (2.34).
Более простое решение, чем выражение (2.30), полученное Ж. Хардебек, может быть построено для частного случая, подобного рассмотренному в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001] для землетрясения Ландерс.

Будем считать, что ось средних главных напряжений, действовавших до и после землетрясения, не меняет своей ориентации и лежит в плоскости очага, что определяет неизменность величины этих напряжений до и после землетрясения ($\sigma_2^0 = \sigma_1^2$). Оси алгебраически максимального напряжения σ_1^i действовавшие до (i = 0) и после (i = 1) землетрясения, составляют с нормалью к плоскости разрыва угол α^i (при $\alpha^0 = 90 - \theta$, где θ – используемый в методе Ж. Хардебек угол между осью максимального сжатия и простиранием участка разлома).

В таком случае, при анализе этих состояний можно воспользоваться выражениями двумерной теории упругости, взяв индексы главных напряжений условно (здесь надо иметь в виду, что после землетрясения возможна ситуация, когда следует сменить индекс промежуточного главного напряжения). После землетрясения напряжения, действовавшие на площадках главных напряжений, изменяются. При этом нормальные напряжения σ_{11}^1 уменьшаются, а σ_{33}^1 увеличиваются относительно σ_1^0 и σ_3^0 . Кроме того, на этих площадках появятся касательные напряжения, т.е. площадки перестанут быть площадками действия главных напряжений. Новые напряжения на площадках главных напряжений состояния, предшествовавшего сильному землетрясению, можно определить следующим образом:

$$\sigma_{11}^{1} = \sigma_{1}^{0} - \Delta \tau_{n} \sin 2\alpha^{0}, \quad \sigma_{33}^{1} = \sigma_{3}^{0} + \Delta \tau_{n} \sin 2\alpha^{0}, \quad \sigma_{13}^{1} = \Delta \tau_{n} \cos 2\alpha^{0}$$
(2.36)

Угол между осями алгебраически максимальных главных напряжений двух состояний (для второго состояния индекс главного напряжения является условным) определится выражением

$$tg2\Delta\theta = 2\frac{\sigma_{13}^{1}}{\sigma_{11}^{1} - \sigma_{33}^{1}},$$
(2.37)

где $\Delta \theta = \alpha^1 - \alpha^0$.

Используя (2.36), согласно (2.37) находим

$$tg2\Delta\theta = \frac{\Delta\tau_n \cos 2\alpha^0}{\tau^0 - \Delta\tau_n \sin 2\alpha^0}.$$
(2.38)

Из (2.39) получаем выражение для оценки максимальных касательных напряжений на стадии, предшествовавшей землетрясению:

$$\tau^{0} = \Delta \tau_{n} \sin 2\alpha^{0} (1 + \operatorname{ctg} 2\Delta \theta \cdot \operatorname{ctg} 2\alpha^{0})$$
(2.39)

Выражение (2.39) имеет более простую форму связи искомой характеристики τ^0 с исходными данным ($\Delta \tau_m$, α^0 и $\Delta \theta$), чем выражение (2.30), за счет выбора системы координат, связанной с осями тензора одного из напряженных состояний.

Отметим один важный момент: угол изменения ориентации алгебраически максимального из главных напряжений $\Delta \theta$, рассчитываемый согласно выражению (2.38), должен быть положительным, что определяет диссипацию внутренней упругой энергии в результате землетрясения и уменьшение интенсивности средних для области упругой разгрузки девиаторных напряжений. В рамках данного положения отрицательные значения $\Delta \theta$ для долины Джонсон можно трактовать как результат совместного действия двух факторов: понижения напряжений, обусловленного подвижкой по этому участку разлома, и повышения напряжений за счет движения вдоль соседнего участка разлома долины Хоместед. Таким образом, оценка напряжений для этого участка разлома, приведенная в табл. 2.2, не может рассматриваться как достоверная, поскольку не соответствует базовым гипотезам метода Ж. Хардебек.

Величина двух главных напряжений после землетрясения может быть определена выражением

$$\sigma_{1,3}^{1} = (\sigma_{11}^{1} + \sigma_{33}^{1})/2 \pm 0.5\sqrt{(\sigma_{11}^{1} - \sigma_{33}^{1})^{2} + 4(\sigma_{13}^{1})^{2}}.$$
(2.40)

Будем считать, что индекс главного промежуточного напряжения после землетрясения не изменился, т.е.

$$\sigma_{1}^{1} = -p^{0} - \frac{2}{3}\mu_{\sigma}^{0}\tau^{0} + \sqrt{\left(\tau^{0}\right)^{2} - 2\tau^{0}}\Delta\tau_{n}\sin 2\alpha^{0} + (\Delta\tau_{n})^{2} \ge \sigma_{2}^{1} = \sigma_{2}^{0} = -p^{0} + \frac{2}{3}\mu_{\sigma}^{0}\tau^{0}.$$
(2.41)

$$\sigma_{3}^{I} = -p^{0} - \frac{2}{3}\mu_{\sigma}^{0}\tau^{0} - \sqrt{\left(\tau^{0}\right)^{2} - 2\tau^{0}\Delta\tau_{n}\sin 2\alpha^{0} + \left(\Delta\tau_{n}\right)^{2}} \le \sigma_{2}^{I} = \sigma_{2}^{0} = -p^{0} + \frac{2}{3}\mu_{\sigma}^{0}\tau^{0}.$$

Тогда величина максимальных касательных напряжений и коэффициент Лоде—Надаи нового состояния определятся как

$$\tau^{1} = \sqrt{\left(\tau^{0}\right)^{2} - 2\tau^{0}\Delta\tau_{n}\sin 2\alpha^{0} + (\Delta\tau_{n})^{2}}, \quad \mu^{1}_{\sigma} = \frac{\tau^{0}}{\tau^{1}}\mu^{0}_{\sigma}.$$
(2.42)

Второе выражение в (2.42) прямо следует из неизменности промежуточных главных напряжений. Таким образом, в случае начального напряженного состояния чистого сдвига ($\mu_{\sigma}^0 \equiv 0$), новое напряженное состояние также будет близко к чистому сдвигу ($\mu_{\sigma}^1 \equiv 0$).

В рамках данного подхода есть возможность оценить некоторые прочностные параметры разрыва. Если разрыв в очаге сильного землетрясения формируется преимущественно за счет разрушения ранее не нарушенных участков горных пород, то в сформулированной постановке угол α^0 будет близок к углу, который составляет ось алгебраически максимального напряжения с плоскостью внутреннего трения, т.е. $\alpha^0 = \alpha_f$ (см. раздел 1.2.1). Последнее предположение является дополнительной гипотезой по отношению к методу Ж. Хардебек. Таким образом, коэффициент внутреннего трения k_f массивов горных пород можно определить как:

$$k_f = \text{ctg}2\alpha^0$$
 при $\alpha^0 < 45^\circ$. (2.43)

Поскольку в соответствии с результатами теоретических исследований локального поля напряжений в окрестности разрыва [Осокина, Фридман, 1987] нормальные к плоскости разрыва напряжения не изменяются, то полагая, что это положение распространяется на напряженное состояние в окрестности разрыва ($\sigma_{nn}^0 = \sigma_{nn}^1$), и используя (1.25), (2.33), запишем

$$\tau^{1}(\cos 2\alpha^{1} - \mu_{\sigma}^{1} / 3) = \tau^{0}(\cos 2\alpha^{0} - \mu_{\sigma}^{0} / 3).$$
(2.44)

Используя второе выражение (2.42), запишем

$$\tau^{1}\cos 2\alpha^{1} = \tau^{0}\cos 2\alpha^{0} \quad \Pi P \mu \quad \text{tg} 2\alpha^{1} < \text{tg} 2\alpha^{0}. \tag{2.45}$$

Нормальные на разрыве напряжения в соответствии с подходом, изложенным в работах [Костров, 1975; Yamashita, 1976; Kanamori, Anderson, 1975], определяют предельные значения сухого трения перед разрушением и в момент установления нового равновесного состояния:

$$\tau_n^0 + k_f \left(\sigma_{nn}^0 + p_{fl} \right) = \tau_f, \quad \tau_n^1 + k_k \left(\sigma_{nn}^1 + p_{fl} \right) = 0, \tag{2.46}$$

где k_k — коэффициент кинематического трения, τ_f — внутреннее сцепление массива горных пород для масштабного уровня осреднения, отвечающего масштабному уровню реконструируемых напряжений. Согласно (2.46), можно также записать

$$k_k \tau_n^0 = k_f \tau_n^1 + k_k \tau_f.$$
(2.47)

откуда, используя (1.25), следует

$$k_k \tau^0 \sin 2\alpha^0 \ge k_f \tau^1 \sin 2\alpha^1. \tag{2.48}$$

В рамках рассматриваемого здесь подхода выражения (2.44), (2.45) и (2.47) дают возможность получить нижний предел для величины коэффициента кинематического трения:

$$k_k \ge k_f^2 \operatorname{tg2} \alpha^1. \tag{2.49}$$

110

Полученные здесь выражения позволяют рассчитать величины напряжений на основе идей метода Ж. Хардебек, но в более общей постановке задачи. При введении дополнительных предположений записаны также выражения, позволяющие выполнять оценки коэффициентов внутреннего и кинематического трения.

2.3.3. Метод Ж.Анжелье для расчета величин напряжений по данным палеореконструкции осей напряжений

Ж. Анжелье [Angelier, 1989] предложен метод оценки величин напряжений, алгоритм которого использует результаты предварительно выполненной реконструкции ориентации осей палеонапряжений и данные о соотношении главных девиаторных напряжений. Им был разработан (см. раздел 2.2.2) целый ряд методов расчета этих параметров напряженного состояния на основе анализа совокупностей сколовых трещин с зеркалами скольжения, данные о которых получены по полевым геологическим наблюдениям. В работе [Angelier, 1989] приводится пример оценки величин напряжений для района вблизи дамбы Хоувер р. Колорадо на границе штатов Невада и Аризона (США).

В соответствии с результатами палеореконструкции тензор девиаторных напряжений определен с точностью до неизвестного значения максимальных касательных напряжений. Неизвестным также остается значение всестороннего давления, действующего в массивах горных пород. Таким образом, в соответствии с выражением (1.22) полный тензор напряжений может быть представлен в виде:

$$\mathbf{T}_{\sigma} = -\rho \mathbf{T}_{\mathbf{1}} + \tau \mathbf{T},\tag{2.50}$$

где **T** — тензор, параметры которого определены данными об ориентации главных осей напряжений и значением коэффициента Лоде—Надаи (в работе Ж. Анжелье используется параметр Φ —ratio, определяющий соотношение главных девиаторных напряжений и имеющий простую связь с коэффициентом μ_{σ} , см. выражение (1.20)).

В исследованиях Ж. Анжелье, так же, как и других зарубежных геологов, используются обозначения параметров тензора напряжений, отличающиеся от принятых в механике и используемые в настоящей работе. Например, напряжение сжатия считается положительным. При изложении метода Ж. Анжелье мы будем использовать принятые в механике обозначения.

Для определения величин напряжений Ж. Анжелье, так же, как и Р. Сибсон (см. раздел. 2.3.1), предложил использовать результаты экспериментов по разрушению образцов горных пород. Однако в отличие от Р. Сибсона результаты экспериментальных наблюдений использовались не в виде эффективного критерия разрушения (выражения (1.87) и (1.88)) для совокупности сплошных, предварительно разрушенных и надрезанных образцов (см. рис. 1.21), а в виде двух критериев. Первый из этих критериев определяет возможность активизации ранее существовавших разрывов и трещин с сухим кулоновским трением при минимальном, нулевом сцеплении бортов:

$$\tau_n + k_s \sigma_{nn} \ge 0$$
, при $\sigma_{nn} \le 0$, $\tau_n \ge 0$. (2.51)

Этот критерий на диаграмме Мора выражается в виде прямой линии, исходящей из начала координат и составляющей с осью абсцисс угол φ , тангенс которого и определяет значение коэффициента трения покоя ($k_s = tg\varphi$) в выражении (2.51). Вторым критерием является критерий хрупкого разрушения в виде огибающей кругов Мора (см. рис. 1.15). Согласно результатам экспериментов по разрушению образцов горных пород, на диаграмме Мора точки, отвечающие векторам напряжений, действующих на совокупностях сколовых трещин, замеренных в обнажении, должны лежать между кривой хрупкого разрушения и линией минимального сопротивления сухого трения (см. рис. 1.25).

В методе оценки величин напряжений, предложенном Ж. Анжелье, предполагается, что параметры прочности, определяющие вид кривой хрупкого разрушения и значение коэффициента трения k_s вдоль существующих разрывов, являются неизвестными. Их следует определить параллельно с оценкой величин напряжений путем анализа характера распределения точек, отвечающих векторам напряжений на разрывах, на диаграмме Мора. В методе предполагается сухая модель среды, не учитывающая влияние порового давления флюида на разрушение горных пород или активизацию ранее существовавших разрывов и трещин.

На рис. 2.19 представлены диаграммы Мора четырех пунктов наблюдений одного из исследованных Ж. Анжелье участков. Наклон линий сухого трения с нулевым сцеплением подбирался, исходя из положения о том, что на диаграмме Мора точки, отвечающие разрывам, должны лежать выше этой линии сухого. Согласно методу, считается, что подобное условие может не выполняться не более чем для 6% разрывов. Геометрические построения показывают, что проведение линии, ограничивающей снизу основную массу точек внутри большого круга Мора, не позволяет опре-



Рис. 2.19. Анализ четырех однородных выборок сколовых трещин $(a-\epsilon)$ и суммарной совокупности сколов четырех выборок на диаграмме Мора; ∂ – иллюстрация принципа определения наклона линии минимального сопротивления сухого трения (угол φ) и угла скалывания α

Таблица 2.3

№ выборки	Число трещин	Φ	Ψ	φ	2α	
1 2 3 4	88 98 118 66	0.21 0.22 0.18 0.30	0.05 0.08 0.04 0.08	25° 24° 28° 29°	60° 63° 61° 54°	
Среднее	93	0.23	0.06	27°	60°	

Результаты анализа диаграммы Мора

делить величины напряжений, но дает возможность найти отношение между максимальным и минимальным главными напряжениями (отношение длин отрезков *OA* к *OB*). Таким образом, для каждой однородной выборки разрывов, для которой найдена ориентация главных осей тензора напряжений и значения Φ, имеется возможность оценить угол φ, характеризующий минимальное сопротивление сухого трения, и рассчитать значение Ψ:

$$\Psi = \sigma_1 / \sigma_3. \tag{2.51}$$

В соответствии с выражением (1.21) данные о величине Ψ позволяют рассчитать отношение всестороннего давления *p* к модулю максимального касательного напряжения *t*. Помимо этих данных анализ распределения точек на суммарной диаграмме Мора для всех четырех пунктов наблюдений (см. рис. 2.19, *d*) позволяет оценить укол скалывания горных пород α . В табл. 2.3 представлены результаты анализа однородных выборок сколовых трещин на диаграмме Мора.

Для определения величин напряжений Ж. Анжелье предлагает так же, как и в алгоритме расчета Р. Сибсона, использовать предположение о равенстве вертикальных нормальных напряжений весу столба вышележащих пород. Поскольку для района дамбы Хоувер ориентация одной из оси главных напряжений была субвертикальна (здесь существовали обстановки горизонтального сжатия и горизонтального сдвига), то это позволяло достаточно просто оценить величину напряжений.

Результаты геологического анализа дали возможность связать формирование зеркал скольжения на анализируемых выборках трещин с глубиной 200 и 800 м, что для значений плотности 2.6 г/см³ позволило оценить величины напряжений максимального сжатия в 7–9 МПа для обстановки горизонтального растяжения и 11–14 МПа для обстановки горизонтального сдвига.

* * *

Развитие методов оценки величин напряжений, действующих в земной коре, является наиболее важной задачей тектонофизических исследований. Исходными для подобных оценок являются результаты реконструкции ориентации главных осей тензора напряжений и величины коэффициента Лоде—Надаи по данным о хрупких разрывах. После реконструкции параметры тензора напряжений определены с точностью до величины всестороннего давления и максимальных касательных напряжений (см. выражение (1.22)). Поскольку за хрупкое разрушение горных пород ответственным является также флюидное давление, то необходимо сформулировать три дополнительные уравнения, на основании которых могут быть определены три важнейших параметра тектонических процессов. В представленных в этом разделе подходах сформулированы дополнительные упрощающие гипотезы (гидростатический закон распределения флюидного давления по глубине и равенство вертикальных нормальных напряжений весу столба горных пород – подход Р. Сибсона, возможность разложения напряженного состояния на два для случая субгоризонтальной ориентации осей двух главных напряжений – подход Ж. Хардебек) и использованы дополнительные геомеханические и сейсмологические данные (теория разрушения Дж. Байерли – подход Р. Сибсона, величины сбрасываемых напряжений – подход Ж. Хардебек).

В методе Ж. Анжелье используется возможности оценки напряжений на основе анализа диаграммы Мора внутри двух предельных линий: огибающей Мора и линии минимального сухого трения. Этот метод следует рассматривать как наиболее перспективный. В нем впервые предложены способы оценки прочностных параметров среды на основании данных о положении трещин по отношению к реконструированным осям тензора напряжений. Недостатком метода является использование сухой модели среды. Отметим также, что в своей работе Ж. Анжелье рассматривал вариант метода случая субвертикальной ориентации одной из осей главных напряжений.

Каждый из рассмотренных подходов имеет свои достоинства и недостатки. Вполне очевидно, что развитие методов оценки величин напряжений, их улучшение, должно связываться с построением дополнительных уравнений на основе использования дополнительных данных о природном деформационном процессе при отказе упрощающих гипотез. Здесь прежде всего следует обратить внимание на сейсмологические данные о величинах сбрасываемых напряжений и энергии сейсмического излучения.

глава

N N N

МЕТОД КАТАКЛАСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СОВОКУПНОСТЕЙ РАЗРЫВНЫХ НАРУШЕНИЙ

В главе изложены основные положения метода расчета комионент тензоров тектонических напряжений и скорости (приращений) сейсмотектонических деформаций на основе анализа совокупностей геологических данных морфологии сколовых трещин и сейсмологических тензорных параметров очагов землетрясений.

В случае, когда известно распределение напряжений и деформаций на микроуровне, принципиально возможен переход путем осреднения к соответствующим характеристикам макроуровня. В зависимости от характера неоднородности напряжений на уровнях ниже мегаскопического и способа пространственного осреднения (по объему или по поверхности сечений) тензор мегаскопических напряжений может и не обладать симметрией, имевшей место для микро- и макроскопического тензора напряжений [Николаевский, 1975, 19806; Аэро, 1980].

В рамках рассматриваемой нами проблемы данных непосредственных измерений микро- и макроскопических напряжений и деформаций по большим площадям (квадратные километры—сотни квадратных километров) не существует. Предлагается построить алгоритмы расчета напряжений и деформаций мегаскопического масштаба, основываясь на исходных данных, характеризующих собой факт смещения вдоль плоскостей разломов и трещин. При этом, если для построения алгоритма расчета остаточных деформаций требуется лишь формализация перехода от дислокационного типа деформирования к континуальному, то для расчета напряжений необходимо сформулировать определенные физические представления о процессе деформирования и о возможном характере связи между деформациями и напряжениями.

Поскольку речь идет о расчете параметров тензоров, осредненных по большому объему (сотни метров--первые десятки километров) и за разное время (часы и дни для афтершоковых последовательностей, месяцы—годы для землетрясений, сотни и тысячи лет для трещин), то в процессе представления алгоритма реконструкции нами будут даны определения искомых напряжений и квазипластических деформаций, которые на указанном масштабном уровне фактически являются *обобщенными усилиями* и *обобщенным остаточными деформациями — интегрантами реально существующих в массивах горных пород тектонических напряжений и деформаций*.

3.1. ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДА

Метод катакластического анализа разрывных нарушений применим для расчета современных напряжений и палеонапряжений. При этом в первом случае используются сейсмологические данные о механизмах очага или о решениях тензора моментов центроида землетрясений, а во втором — геологические данные о пространственной ориентации плоскостей сколовых трещин и направлений борозд относительного скольжения их бортов. Эти данные характеризуют разрывную структуру и структурно-кинематическое состояние среды. Поскольку главной отличительной чертой метода катакластического анализа является универсальность алгоритма, в дальнейшем для всех типов данных используется единое обозначение "структурно-кинематические данные о трещинах" — СКДТ. Если вместо параметров, определяющих ориентацию полюсов нодальных плоскостей землетрясений, в соответствующие выражения подставлять параметры, характеризующие нормаль к плоскости трещины и вектор относительного скольжения ее бортов, данные о которых собираются в обнажениях горных массивов, все основные алгоритмы метода катакластического анализа сохраняются.

3.1.1. Модель процесса квазипластического деформирования трещиноватых горных массивов

Установившийся деформационный процесс. Предполагается, что при низкой интенсивности процесса упругопластического деформирования необратимые остаточные деформации накапливаются за счет множества одномоментно возникающих смещений на границах зерен, агрегатов и вдоль берегов микротрещин с характерным размером порядка первых миллиметров и сантиметров, а также за счет внутрикристаллических дислокаций, т.е. за счет дефектов низкого масштабного уровня. На этой стадии для установившегося деформационного процесса исследуемого объема среды тензор приращений пластических деформаций при масштабе осреднения, превышающем размер дефектов, в каждый момент времени стремится стать подобным тензору упругих деформаций, который, как и тензор напряжений, определяется характером краевых условий и свойствами среды. Соответствующие тензоры будут именоваться длиннопериодными компонентами тензоров напряжений и деформаций. Эта компонента указанных тензоров является главной характеристикой, к которой при дальнейшей интенсификации процесса нагружения будут стремиться тензоры напряжений и деформаций различных масштабов с увеличивающимся временным окном и линейным размером осреднения.

Под термином "установившийся деформационный процесс" понимается процесс деформирования исследуемого объекта, осуществляемый при постоянном способе приложения внешнего и внутреннего нагружений и неизменных реологических свойствах среды соответствующего масштаба осреднения. В случае, если скорость нагружения постоянна во времени, установившемуся процессу деформирования соответствует равенство мощности работы внешних сил и мощности энергии пластических и квазигластических деформаций. Предполагается, что стадия установившегося деформирования соответствует ассоциированному закону (см. раздел 1.1.3). Изменение интенсивности нагружения при таком режиме деформирования может осуществляться путем изменения всех внешних нагрузок пропорционально одному параметру — простому нагружению [Ильюшин, 1948]. Термином "подобные тензо-

ры" обозначены тензоры, главные оси которых параллельны, а коэффициенты вида деформирования равны (в произвольной системе координат отношения соответствующих компонентов таких тензоров одинаковы).

Тензор квазипластических деформаций для трещиноватых массивов горных пород. При увеличении скорости деформирования скорость диссипации энергии увеличивается, и, начиная с некоторого критического порога, это увеличение не может быть обеспечено за счет дефектов данного масштабного уровня. В этом случае в массивах горных пород происходит создание новых или активизация уже имеющихся диссипативных элементов более высоких, чем данный, масштабных рангов. Для той части литосферы, термодинамическое состояние которой отвечает пределу прочности при хрупком разрушении горных пород, сколовые разрывы и трещины с линейными размерами, значительно превышающими размеры зерен и кристаллов, являются наиболее удобными структурными элементами среды, обеспечивающими быстрый и эффективный перевод упругих деформаций в остаточные деформации.

Таким образом, в процессе повышения интенсивности деформационного процесса происходит последовательное вовлечение разрывов и трещин следующих масштабных уровней (от макроскопического до мегарегионального с характерным размером, превышающим первые десятки и сотни километров) в процесс диссипации внутренней энергии. При этом тензор остаточных деформаций для масштаба осреднения, отвечающего наиболее представительной длине активных трещин и разрывов, формируется как за счет пластических деформаций, происходящих на микроскопическом масштабном уровне (уровне, для которого в механике дается определение пластических деформаций), так и за счет сдвигов вдоль бортов разрывов на макроскопическом и мегаскопическом уровнях. Тензор остаточных деформаций, рассчитываемых по данным о разрывах мегаскопического масштабного уровня, будем именовать *тензором квазипластических (трещиных) деформаций.*

В случае установившегося деформационного процесса тензор приращений квазипластических деформаций, сформировавшийся за определенный интервал времени, стремится быть подобным тензору усредненных за этот же интервал времени и по этому же объему упругих макродеформаций. При этом последний может, вообще говоря, отличаться от тензора упругих макродеформаций, действовавших в каждый момент времени.

Можно предположить, что возникновение новых трещин происходит в областях напряжений, отвечающих теории прочности Кулона—Навье—Мора, а активизация ранее образованных, но частично залеченных трещин осуществляется там, где превышено сопротивление сухого кулоновского трения для компонент тензора напряжений соответствующего масштабного уровня. Иными словами, следует соотносить предельные условия, отвечающие формированию новых сколовых трещин и активизации старых, частично залеченных, с напряжениями, осредненными в объеме, и с линейным размером того же порядка, что и линейные размеры разрыва. Фактически речь идст о напряжениях мезоуровня, являющегося промежуточным между уровнем осреднения много большего линейных размеров разрыва [Панин, 1998].

В работе [Осокина, 1987б] показано, что в случае однородного на бесконечности напряженного состояния, начиная с осреднения порядка трехкратной величины разрыва, параметры тензора напряжений перестают изменяться. При этом разница

между напряжениями максимально большого масштаба осреднения и напряжениями мезоуровня составляет не более 10—15%. Таким образом, можно утверждать, что масштаб реконструированных параметров тензора напряжений и квазипластических деформаций соответствует наиболее представительному линейному размеру используемых для реконструкции разрывов и трещин или больше его на полпорядка.

В рамках сформулированных выше положений точка, с которой связаны в механике сплошной среды реологические свойства и значения компонентов тензоров напряжений и деформаций, заменяется объемом, в пределах которого производится осреднение всех механических и деформационных параметров. Однако следует заметить, что в результате подобного перехода мы не получаем какого-то качественного изменения, требующего полного пересмотра всех основ механики континуума. Для доказательства подобного утверждения вполне достаточно вернуться к классическим работам в области теории пластичности металлов. Так, в частности, в монографии Р. Хилла [1956, с. 14] находим: "В теории пластичности деформация рассматривается макроскопически однородной, но известно, что микроскопическая пластическая деформация в значительной степени ограничена узкими полосами (линиями скольжения), которые распространяются по кристаллу". В трудах [Бриджмен, 1955, с. 407] отмечается, что в испытаниях с высоким гидростатическим давлением трудно обнаружить "резкое разграничение между явлениями пластической деформации и разрыва, < ...> трудно различить, происходит ли в теле пластическая деформация или разрыв с непрерывным самозалечиванием".

Вариации макронапряжений во времени. Поскольку накопление остаточных деформаций за счет разрывных смещений происходит на некотором интервале времени, то необходимой процедурой является осреднение не только по пространству, но и по времени. Таким образом, в рамках наших исследований каждая точка среды является центром четырехмерного объема.

В окрестности каждого активизирующегося дефекта (трещины) формируется область упругой разгрузки (см. раздел 2.1.2), из которой и происходит высвобождение основной части накопленной внутренней энергии в виде сейсмических волн, работы на разрушение и термический разогрев поверхности трещины. Интенсивность тензоров упругих деформаций и напряжений (второй инвариант тензора) для масштаба осреднения, соответствующего линейному размеру разрыва, практически везде в пределах этой области будет ниже исходного (до активизации разрыва) значения. В результате каждого разрывного смещения тензор снимаемых упругих деформаций, средних для объема разгрузки, для плоских трещин эквивалентен тензору чистого сдвига. Этот тензор может быть подобен тензору упругих деформаций в его длиннопериодной компоненте только в соответствующем частном случае нагружения, внешнего к этому объему. Поэтому в областях, окружающих сколовые трещины, среднее для объема разгрузки напряженное состояние отклоняется от длиннопериодной компоненты. Таким образом, имеет место локальное во времени и пространстве изменение поля напряжений — ультракороткопериодное возмущение. Тензор напряжений, отвечающий этому возмущению, будем именовать ультракороткопериодной компонентой тензора напряжений.

Ультракороткопериодная компонента поля напряжений мегаскопического масштаба осреднения является наиболее нестабильной во времени компонентой, так как испытывает быстрые (сразу после смещения по разрыву), частые (за счет близости разномасштабных трещин) и крупные (из-за различия вида тензора внешних напряжений и тензора снимаемых в результате смещения по разрыву напряжений) изменения. Заметим, что поскольку напряжения в горных массивах претерпевают и постоянные релаксационные изменения, обусловленные диссипацией энергии упругих деформаций за счет дефектов меньшего размера (микроскопический и макроскопический), то, вообще говоря, ультракороткопериодная компонента поля напряжений также представляет собой тензор напряжений, средний от существующего в каждый момент времени мгновенного тензора напряжений. При этом время осреднения — интервал времени между двумя актами смещений вдоль разрывов, области упругой разгрузки которых включают точку, являющуюся центром некоторого объема, для которого и осуществляется определение тензора напряжений. Этот интервал времени зависи от сейсмической активности на данном масштабном уровне и может меняться от первых часов и дней до первых месяцев и десятков лет.

По мере увеличения плотности пространственного распределения трещин каждого следующего масштабного уровня отклонения тензора напряжений от длиннопериодного состояния могут захватывать все большие площади и действовать в течение относительно продолжительного интервала времени (первые месяцы и годы), образуя короткопериодное возмущение поля напряжений. Тензор напряжений, отвечающий этому возмущенному состоянию, будем именовать *короткопериодной компонентой тензора напряжений*. Разрывы, активизирующиеся в такие периоды времени, уже не отвечают полю длиннопериодных напряжений, а их положение и характер смещений бортов определяются короткопериодной компонентой тензора напряжений.

Заметим, что применительно к региональному масштабному уровню краевые условия для деформационных процессов, протекающих в земной коре, можно характеризовать как условия, задаваемые скоростями деформирования. По-видимому, изза большей энергетической мощности источников сил, действующих на региональном уровне (в сравнении с локальным масштабным уровнем), можно считать, что эти краевые условия остаются неизменными в относительно короткие периоды вариаций тензора напряжений. Если отклонения от тензора эффективных длиннопериодных напряжений (короткопериодные вариации) становятся существенными, то последующее разрывообразование приводит к активизации уже существующих разрывов и трещин, снижающих эти вариации. Таким образом, параметры тензора тектонических напряжений имеют долговременную тенденцию к сближению с параметрами тензора длиннопериодных напряжений.

В главах 1 и 2 говорилось, что линейный размер трещин и разрывов, используемых для реконструкции напряжений и определяющих масштаб осреднения мегаскопического уровня, имеет достаточно широкий диапазон (от десятков метров до десятков километров), что неудобно для описания взаимосвязи параметров напряженно-деформированного состояния двух соседних масштабов. Будем поэтому в дальнейшем применять укоренившуюся в геомеханике терминологию [Лукк, Юнга, 1988; Юнга, 1990], определяющую напряжения и деформации двух соседних по пространственному масштабу осреднения уровней как микронапряжения и микродеформации (масштаб осреднения меньший изучаемого тензора напряжений), макронапряжения и макродеформации (масштаб осреднения изучаемого тензора напряжений).

3.1.2. Модель среды

Двойственность анализа трещин скола. Геосреда имеет множество различных по масштабу и генезису дефектов в виде разноориентированных, в том числе и взаимно пересекающихся, плотно упакованных в пространстве поверхностей пониженной прочности, которые образованы прежде всего древними трешинами. кливажем, слоистостью и сланцеватостью [Гзовский, 1975, с. 68]. В процессе деформирования преобразование части упругих деформаций в необратимые (остаточные), обусловливающие диссипацию механической энергии в соответствующем объеме геосреды, осуществляется по большей части за счет сдвигов по уже существующим поверхностям пониженной прочности (поверхности скола). При этом, начиная с определенного уровня осреднения по времени (определяется числом разрывов) и пространству (определяется наиболее представительным линейным размером разрывов), образование нового или активизацию ранее возникшего скола можно рассматривать как микроакт (по времени) квазипластического деформирования. Объединяясь, множество микроактов формирует процесс квазипластического течения массива горных пород [Ризниченко, 1965]. Таким образом, трещина в зависимости от масштаба осреднения может рассматриваться и как акт разрушения, и как микроакт (по времени) квазипластического деформирования.

Упругое тело с множеством трещин — уровень осреднения ниже мегаскопического. При построении теории расчета параметров тензора напряжений по совокупностям СКДТ в качестве модели среды на уровне осреднения, предшествующего мегаскопическому масштабному уровню, будем принимать упругое тело, содержащее множество взаимно пересекающихся дефектов в виде плоскостей пониженной прочности и способное к хрупкому разрушению при достижении определенных предельных условий. Напряжения этого масштабного уровня определяют упругие деформации тела и образование или активизацию разрывов и трещин.

Положение о существовании в массивах горных пород большого множества поверхностей пониженной прочности является фактически принципом, так как подтверждается полевыми наблюдениями, анализом шлифов горных пород, сейсмологическими данными. То, что прежде всего активизируются уже существующие поверхности пониженной прочности, подтверждается экспериментальными исследованиями [Byerlee, 1968; Handin, 1969] и часто встречающимися вариациями механизмов очагов одного энергетического уровня, а также теоретическими исследованиями в области механики разрушения горных пород [Костров, 1975; Осокина, 19876; и др.].

Упругопластическое тело – уровень осреднения мегаскопический. Рассмотрение акта сколообразования как микроакта (по времени) квазипластического деформирования для идеально упругих моделей является вполне обоснованным. Для такой модели в силу идеальной упругости каждый единичный акт смещения вдоль поверхности скола не сопровождается образованием остаточных деформаций, а только приводит к перераспределению упругих деформаций и выделению энергии. Однако смещения по совокупности взаимно пересекающихся сколов приводят к фиксации определенной части деформаций. В этом случае даже после полного снятия внешних нагрузок в объеме среды сохраняются остаточные деформации и связанные с ними внутренние самоуравновешенные напряжения "самонапряжения". В реальной среде такие внутренние напряжения с течением времени релаксируют в ходе развития ползучести на уровне кристаллов и зерен. Таким образом, при соответствующем масштабном уровне осреднения для выбранной модели среды будут иметь место как упругие, так и остаточные деформации, накопление которых происходит по мере увеличения интенсивности внешнего нагружения и вовлечения в хрупкое разрушение все большего числа дефектов и новообразованных трещин. На мегаскопическом масштабном уровне такая среда может рассматриваться как упругопластическое тело [Батдорф, Будянский, 1961], а макронапряжения определяют характер развития квазипластических деформаций.

3.1.3. Упругие и разрывные остаточные деформации

Область упругой разгрузки. В окрестности каждого скола в результате относительного перемещения его поверхностей (плоскостей) формируется область упругой разгрузки, в пределах которой существенно изменяется напряженное состояние. В этой области происходит уменьшение накопленной внутренней упругой энергии и, следовательно, уменьшение интенсивности тензора средних по области упругих деформаций и напряжений [Николаевский, 1980б]. Можно показать (см. раздел 2.1.2 и работы [Костров, 1975; Лукк, Юнга, 1988; и др.]), что остаточные деформации, накапливаемые в среде за счет смещений по разрыву (разрывные остаточные деформации), соответствуют величине средних упругих деформаций, снимаемых в области упругой разгрузки. Заметим при этом, что согласно известным экспериментальным и теоретическим работам [Осокина, Цветкова, 1979; Осокина, Фридман, 1987], в области упругой разгрузки имеются участки повышения и понижения интенсивности компонент тензора напряжений масштаба осреднения с линейным размером много меньшим размера разрыва относительно исходного их значения (до начала скольжения бортов разрыва).

В работе Д.Н. Осокиной [19876] на основании решения двумерных задач теории упругости показано, что если взять за критерий 5% изменения величин напряжений (возмущения напряжений), существовавших до активизации трещины, то размеры области влияния трещины сдвига длиной L ограничиваются величинами 2-3L в направлении нормали и 3-4L в направлении подвижки. Таким образом, заключаем, что объем области упругой разгрузки может составлять $10^{1-1.5} L^3$ (где L – принятый в сейсмологии характерный размер очага землетрясения в виде плоского разрыва [Касахара, 1985]). В представленном далее алгоритме метода все расчеты будут проводиться для параметров снимаемых упругих деформаций, осредненных по объему области упругой разгрузки, размер которой рассчитывался в соответствии с приведенными здесь оценками.

Как отмечалось выше, плоская трещина скола при относительном смещении ее бортов формирует в области упругой разгрузки средний тензор снимаемых упругих деформаций $\Delta \varepsilon_{ij}^{Ue}$, отвечающий чистому или простому сдвигу $\mu_e^{Ue} = 0$ (в данном случае разница между ними не важна). В силу этого тензоры средних упругих деформаций, формирующихся в области упругой разгрузки до ε_{ij}^{0} и после ε_{ij}^{1} активизации скола,

будут существенно различными. Это различие связано не только с изменившейся после сдвигания бортов трещины интенсивностью средних деформаций: $(\varepsilon_{ij}^1)^2 < (\varepsilon_{ij}^0)^2$. В общем случае, когда тип тензора начального упругого состояния ε_{ij}^0 не является чистым сдвигом $(\mu_{ij}^0 \neq 0)$, меняется также и ориентация главных осей тензора ε_{ij}^1 ($\varepsilon_{ij}^1 = \varepsilon_{ij}^0 - \Delta \varepsilon_{ij}^{0e}$) и значения коэффициента Лоде–Надаи ($\mu_e^0 \neq \mu_e^1$). Таким образом, если вновь образующийся или активизирующийся разрыва будет проходить через область упругой разгрузки ранее активизировавшегося разрыва, то направление смещения его бортов будет обусловливаться новыми параметрами тензора упругих деформаций, сформировавшихся в объеме в окрестности будущей трещины, представляющего собой чистый сдвиг ($\mu_e^0 = 0$), и при условии, что плоскость активизировавшегося разрыва совпадает с плоскостью максимальных деформаций упругого сдвига, выполняется условие (ε_{ij}^1)² < (ε_{ij}^0)² при $\mu_e^0 \neq \mu_e^1$ и совпадение ориентации главных осей тензоров ε_{ii}^1 и ε_{ii}^0 .

Взаимодействие близко расположенных трещин. Выполненный выше анализ показывает, что при высокой плотности трещиноватости близко расположенные трещины, пересекая область упругой разгрузки ранее активизировавшейся трещины, начинают испытывать взаимное влияние, т.е. взаимодействуют друг с другом. Введение понятия области упругой разгрузки, линейный размер которой превосходит линейный размер сколовой трещины, важен с той точки зрения, что даже в случае непересекающихся, но достаточно близко расположенных разрывов нельзя отвергнуть возможность их взаимного влияния. Это обусловливается тем, что кинематика позднее активизировавшегося разрыва, проходящего через область упругой разгрузки разрыва, активизировавшегося ранее, формируется в изменившемся поле микро- и макронапряжений.

Заметим, что в ряде ранее развиваемых методов реконструкции напряжений также существовало положение о возможности активизации множества уже существующих в массивах горных пород дефектов прочности. Однако этим лишь объяснялся тот факт, что сколы образуются вдоль плоскостей, отклоняющихся от плоскостей максимальных касательных напряжений (или плоскостей с углом внутреннего трения по Кулону), получаемых по результатам реконструкции. В этих методах [Angelier, 1975; Гущенко, 1981] в неявном виде существовало предположение, вытекающее из положений теории пластичности Батдорфа–Будянского (теории скольжения) [Батдорф, Будянский, 1961] о том, что сколы не влияют друг на друга.

Положение о взаимном влиянии трещин в процессе квазипластического течения сыграло важную роль в построении алгоритма метода катакластического анализа сколов. Оно определило невозможность установления прямой связи между средним за исследуемый период времени и в пределах исследуемого объема тензором напряжений и кинематикой разрывов, активизирующихся в этот же период. Положение о взаимном влиянии трещин потребовало введения физических принципов, отличных от теории скольжения, связывающих тензор макронапряжений и возможную (не противоречащую этому тензору) ориентацию смещения вдоль разрывов и трещин. Это положение фактически определило принцип расчета остаточных деформаций в зоне взаимного перекрытия областей упругой разгрузки сколовых трещин — зоне взаимодействия сколов. Именно в этой области должны суммироваться вклады

трещин в общий тензор остаточных деформаций и только таким образом рассчитанный тензор можно именовать тензором обобщенных остаточных или квазипластических деформаций.

Новообразованные трещины скола. Предполагается, что возникновение новых разрывов должно происходить в областях, для которых превышен предел прочности, определяющий возможность хрупкого разрушения горных пород. Согласно положениям механики разрушения, плоскости новообразованных трещин формируются субпараллельно оси промежуточного из главных напряжений, и их нормали отклоняются от положения нормалей пары плоскостей максимальных касательных напряжений в сторону оси напряжения, алгебраически максимального из главных (соответственно плоскость скола отклоняется в сторону оси максимального девиаторного сжатия). Очевидно, что для реальных массивов горных пород заложение новых поверхностей разрыва сплошности происходит с обязательным вовлечением уже существующих участков пониженной прочности среды. В силу этого прочность массивов горных пород должна быть меньше прочности горных пород, полученной в экспериментах над бездефектными образцами [Гзовский, 1960, 1975; Поль, 1975; Николаевский, 19966]. Причем в большей степени это достигается за счет уменьшения величины внутреннего сцепления данного масштаба осреднения и в меньшей степени из-за уменьшения коэффициента внутреннего трения.

Активизация ранее возникших сколовых трещин. Поскольку сопротивление сухого трения на ранее образованных, но частично залеченных разломах ниже предела прочности ненарушенных участков горных пород, то из анализа диаграммы Мора следует, что предельные условия сопротивления сухого трения могут быть преодолены для некоторого диапазона ориентации плоскостей уже существующих трещин (см. раздел 1.2.1). При этом плоскости активизирующихся сколовых трещин могут отклоняться в различные стороны от положения плоскости, определяемой пределом прочности внутреннего трения, образуя спектр допустимой ориентации [Ребецкий, 20036]. С достаточной долей обоснованности можно предположить, что для некоторого диапазона нормальных напряжений, действующих в верхней части тектоносферы Земли, коэффициент сухого поверхностного трения близок к постоянному значению [Byerlee, 1967; Николаевский, 19966]. В этом случае предельное условие сухого трения на вновь активизирующихся разломах зависит от нормального напряжения и величины предельного сцепления (предел прочности при нулевых нормальных напряжениях), которое может меняться от нулевого значения для "свежих" разломов до значений предела прочности хрупкого разрушения для полностью залеченных разломов [Byerlee, 1978].

Однородная выборка структурно-кинематических данных о сколах. Предположение об установившемся режиме деформирования является необходимым условием, позволяющим в рамках метода катакластического анализа построить алгоритм нахождения параметров тензоров макронапряжений и квазипластических деформаций (приращений сейсмотектонических деформаций). Он заменяет постулат о совпадении направления подвижки на поверхности скола с направлением касательных напряжений, введенный в методе кинематического анализа [Гущенко, 1979] и методе right dihedra [Angelier, 1984]. Это положение позволяет для совокупность напряженных состоя-

ний, удовлетворяющих принципу диссипации энергии для каждого скола на искомом тензоре макронапряжений. В дальнейшем такие состояния будут именоваться возможными напряженными состояниями, а отвечающие им совокупности СКДТ *однородными выборками СКДТ*. Таким образом, однородная выборка СКДТ определяет совокупность данных об ориентации плоскости разрыва и направлении относительного смещения его бортов или о механизмах очагов землетрясений, отвечающих на определенном интервале времени условиям квазиоднородности деформирования объема, в котором они были зафиксированы.

В лабораторных экспериментах, которые осуществляются при одних и тех же условиях нагружения, разброс в ориентации сколовых трещин или в проявлении пластических деформаций для серии образцов горных пород с одними и теми же свойствами характеризует именно данные условия нагружения. Опытный экспериментатор, имея такую совокупность образцов, уже по этим признакам (разбросе в ориентации сколов) способен различить в каких условиях нагружения (одноосное сжатие, сдвиг) и даже при какой интенсивности бокового обжатия данная серия образцов могла быть получена. Таким образом, корректно созданная однородная выборка трещин должна давать возможность не только более точного определения ориентации главных осей напряжений, но и оценивать сами величины напряжений.

Во многих работах авторы выполняли реконструкцию главных осей тензора напряжений или приращений сейсмотектонических деформаций, не задумываясь над принципами формирования однородных выборок СКДТ. Результаты таких расчетов ориентации главных осей в общем не будут сильно противоречить фактическому состоянию (за исключением ограниченного числа областей высокого градиента поля напряжений). Однако созданные в процессе таких расчетов выборки СКДТ не являются однородными, так как могут содержать достаточно большое число разрывов, не согласующихся, с энергетических позиций (принцип диссипации внутренней упругой энергии), с вычисленными параметрами тензора напряжений. В силу этого обстоятельства такие выборки СКДТ не пригодны для решения важнейшей задачи оценки величин напряжений. Именно поэтому корректное создание однородной выборки СКДТ должно являться одной из главных задач реконструкции напряжений.

3.1.4. Энергетические положения метода

Принцип диссипации внутренней упругой энергии. С позиции рассмотрения квазипластического деформирования среды как результата смещений по множеству сколовых трещин отметим, что "разрушение может произойти только тогда, когда процесс разрушения сопровождается выделением энергии" [Бриджмен, 1955]. При этом, исходя из соображений, согласующихся с рядом следствий основных принципов теории пластичности, будем полагать, что:

 направление среднего смещения вдоль одиночно возникающей плоскости скола (как для случая медленного, крипового смещения, так и для быстрого, сейсмического смещения) совпадает с направлением проекции на эту плоскость вектора упругих макродеформаций (осредненных по пространству объема, с характерным размером, соответствующим размерам образовавшегося разрыва сплошности среды) для тензора, действовавшего здесь на момент времени его возникновения;

• для совокупности одновременно активизирующихся (как правило, в случае крипа) трещин смещения по плоскостям сколов по отношению к действующему в этот момент времени тензору упругих макродеформаций и тензору макронапряжений могут происходить произвольным образом, но так, чтобы в результате такого множественного микроакта (по времени) квазипластического деформирования происходило высвобождение механической энергии, т.е. внутренняя упругая энергия среды уменьшалась. При этом суммарный тензор остаточных деформаций стремится максимально сблизиться по виду и ориентации главных осей с тензором длиннопериодных макродеформаций, что обеспечивает максимальную эффективность снятия внутренней энергии.

При рассмотрении серии сколовых трещин, активизирующихся за определенный интервал времени, можно констатировать существование некоторого среднего для этого периода тензора обобщенных напряжений, для которого каждый из актов активизации сколового разрыва приводит к уменьшению накопленной в среде внутренней энергии. Данное положение в рамках сделанной в начале этого раздела ремарки [Бриджмен, 1955] имеет силу принципа, т.е. подтверждено экспериментально, и является основным для построения алгоритма реконструкции тектонических напряжений в методе катакластического анализа.

Положение о диссипации энергии на каждом акте разрывного смещения является главным элементом определения, даваемого обобщенным напряжениям в квазипластически деформирующемся массиве горных пород. Эта часть определения отражает связь между некоторыми параметрами тензора искомых макронапряжений (обобщенных напряжений) и отдельными разрывными смещениями. Далее будет показано, что правило диссипации внутренней упругой энергии определяет в качестве возможных напряженных состояний те, для которых на плоскости скола между направлением наблюденного смещения и вектором касательных напряжений существует острый угол. Эта связь может быть формализована в виде систем неравенств.

Замечание о предположении Р. Уоллеса и М. Ботта. В работах [Wallace, 1951; Bott, 1959] были высказаны основные положения, позволяющие осуществить математическую формулировку обратной задачи тектонофизики (по М.В. Гзовскому) в рамках теории дислокаций. Было предположено, что средние вдоль плоскости разлома или трещины касательные напряжения, действующие до момента ее активизации или образования, совпадают по ориентации с направлением среднего относительного смещения, реализовавшегося в процессе сдвига бортов разрыва. Отсюда следует минимальный пространственный масштаб осреднения изучаемых напряжений, соответствующий наиболее представительной длине разрывов, используемых для реконструкции. Заметим также, что данное предположение косвенным образом определяет свойства среды, соответствующей изотропному телу. Предположения Р. Уоллеса и М. Ботта можно записать, используя выражения (1.21) и (1.25), в следующем виде:

$$\tau_n = \sigma_{ns}, \quad \sigma_{nm} = \tau \Big[(1 - \mu_{\sigma}) l_n l_{m1} - (1 + \mu_{\sigma}) l_n s l_{m3} \Big] = 0. \tag{3.1}$$

Здесь l_{ni} и l_{mi} (i = 1, 2, 3) — направляющие косинусы вектора нормали к разрыву n и вектора m в системе координат, связанной с осями главных напряжений исходного поля. Выражение (3.1) определяет, что в плоскости разрыва в направлении m, перпендикулярном направлению будущего относительного смещения бортов s, компонента средних касательных напряжений, действовавших до его активизации, равна нулю.

Принимая в качестве неизвестных ориентацию главных осей тензора напряжений, определяемую тремя углами Эйлера, и значение коэффициента Лоде—Надаи, на основе (3.1) можно получить трансцендентное уравнение для определения этих параметров тензора напряжений. Величина максимальных касательных напряжений, равная $\pm \tau$, как и величина всестороннего давления *p*, на основании выражений (3.1) не может быть определена. Таким образом, если мы не вводим больше никаких дополнительных предположений, то каждая трещина скола предоставляет только одно уравнение для определения предположения P. Уоллеса и М. Ботта требуются данные о четырех плоскостях сколов и направлениях смещений, реализованных вдоль их бортов, для корректного, с математической точки зрения решения поставленной задачи. При этом необходимо ввести дополнительное предположение, что параметры искомого тензора напряжений для области, включающей в себя анализируемые трещины, не изменяются за период времени их последовательной активизации.

В отличие от предположения, высказанного в работах [Bott, 1959] и [Wallace, 1951], в методе катакластического анализа считается, что направление среднего смещения вдоль плоскости скола может не совпадать с направлением касательного напряжения искомого тензора напряжений. Оно должно совпадать с направлением макродеформации упругого сдвига вдоль этой плоскости для тензора, существовавшего в соответствующем объеме непосредственно перед активизацией скола.

Положение о максимуме диссипации внутренней упругой энергии для искомого тензора напряжений. Сформулированные выше принципы диссипации энергии для каждого скола из однородной выборки СКДТ позволяют подобрать не противоречащие им (сколам) возможные напряженные состояния. В методе катакластического анализа расчет параметров тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций осуществляется независимо по одному и тому же набору данных. При этом для параметров тензора приращений сейсмотектонических деформаций имеются выражения, позволяющие их рассчитывать по совокупности СКДТ, а для определения параметров тензора напряжений записываются группы неравенств, ограничивающие его произвол. В принципе, при большом числе данных произвол ориентации главных осей тензора искомых напряжений может быть сведен до некоторого заранее заданного минимума.

Для согласования определяемых параметров тензоров приращений сейсмотектонических деформаций и напряжений и для отыскания единственного из всех возможных напряженных состояний в методе катакластического анализа применятся положение, в определенном смысле подобное известному в теории пластичности максимальному принципу Мизеса (см раздел 1.1.3, выражение (1.66)). В рамках представляемого метода предлагается считать, что максимум диссипации энергии упругих макродеформаций для однородной выборки СКДТ достигается на тензоре

126

искомых макронапряжений. Из всех возможных напряженных состояний, разрешенных для данной однородной выборки СКДТ в соответствии с принципом положительности диссипации в качестве искомого определяется то состояние, для которого данная выборка СКДТ доставляет максимально большой сброс внутренней упругой энергии. При этом, хотя тензор искомых макронапряжений и не связан напрямую с тензором макронапряжений, действовавшим перед каждым актом активизации сколов, его произвол ограничен требованием уменьшения внутренней энергии в результате каждого микроакта квазипластического деформирования.

Использование положения о максимуме диссипации внутренней упругой энергии предопределяет необходимость одновременного расчета параметров тензора приращений сейсмотектонических деформаций и тензора макронапряжений. Рассчитав для однородной выборки сколов тензор приращений сейсмотектонических деформаций, можно осуществить выбор из спектра возможных напряженных состояний единственного, согласованного с этим тензором деформаций на основе принципа максимальности диссипации внутренней упругой энергии.

Положение о максимуме диссипации внутренней упругой энергии для совокупности сколовых трещин является второй частью определения, даваемого обобщенным напряжениям в квазипластически деформирующемся массиве горных пород.

3.2. РАСЧЕТ ОРИЕНТАЦИИ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ И КОЭФФИЦИЕНТА ВИДА ТЕНЗОРА ПРИРАЩЕНИЙ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

В рамках метода катакластического анализа проблема расчета компонент тензоров приращений сейсмотектонических деформаций и макронапряжений, а также создание однородной выборки СКДТ являются взаимосвязанными задачами, решаемыми в процессе реконструкции параллельно. Описываемые ниже особенности расчета компонент тензора приращений сейсмотектонических деформаций даны в предположении, что выполняются предъявляемые к каждому сколу требования энергетического характера, формализация которых будет дана в разделах 3.3.2 и 3.3.3. Таким образом, фактически считается, что однородная выборка СКДТ уже существует.

Как это было показано в обзоре, выполненном в главе 2, в методологии расчета остаточных деформаций, накапливаемых в массивах горных пород в результате сейсмических событий, существует несколько способов определения параметров тензора квазипластических деформаций, различия в которых связаны с принципами суммирования отдельных вкладов смещений вдоль трещин. Первый способ, впервые предложенный Ю.В. Ризниченко [1965], связан с расчетом тензора сейсмотектонических деформаций. Он имеет простое физическое обоснование, но при практической реализации сильно зависит от попадания в выборку землетрясений высокого энергетического уровня. Второй способ, основанный на определении параметров тензора среднего механизма [Юнга, 1979], дает устойчивый результат, но требует дополнительного обоснования. Автором способа такое обоснование дано в рамках предположения о подобии процессов сейсмотектонического течения [Aki, 1967, 1972], осуществляемых за счет дефектов разного масштабного уровня. Такой подход игнорирует известный факт иерархии напряженных состояний разных масштабных уровней [Осокина, 19876]. Существует также способ суммирования остаточных разрывных деформаций в кумулятивной области, предложенный А.М. Ландером [Ландер и др., 1993]. Именно этот подход с определенной коррекцией взят за основу расчета сейсмотектонических деформаций в методе катакластического анализа разрывных нарушений.

3.2.1. Кумулятивная область упругой разгрузки для совокупности сколовых трещин

Взаимодействие областей упругой разгрузки совокупностей сколов и критерий пространственной близости сколовых трещин. Согласно работе [Костров, 1975], тензор скорости сейсмотектонических деформаций можно записать в виде (2.21). Фигурирующие в нем под знаком суммы величины подвижек и площади разрывов связаны со значением магнитуды в очаге землетрясения. Именно эти две характеристики сдвигового разрыва в наибольшей степени определяют величину высвобождающейся при землетрясении упругой энергии. При этом, начиная от самых первых работ по определению вклада в полный тензор квазипластических деформаций геосреды разрывных деформаций (как за счет медленных движений по разломам, так и быстрых — землетрясения), величина объема осреднения в выражении (2.21), стоящая в знаменателе коэффициента перед знаком суммы, считалась постоянной. Таким образом предполагалось, что объем осреднения полностью включает в себя объемы упругой разгрузки всех суммируемых в (2.21) событий. Однако на самом деле практически всегда имеются события, объемы упругой разгрузки которых лишь частично входят в объем осреднения (рис. 3.1, *а*).

Анализ распределения снимаемых упругих деформаций в окрестности активизировавшегося старого или создаваемого нового скола показывает, что накапливаемые остаточные деформации нельзя распределять на произвольные объемы. Остаточные деформации, образующиеся в результате каждого акта скольжения вдоль разлома, должны распределяться только в пределах области упругой разгрузки конкретного скола (выражение (2.10)). Таким образом, суммирование остаточных деформаций следует производить только в пределах области взаимного пересечения объемов упругой разгрузки множества разрывов (землетрясений), т.е. в пределах кумулятивной области (рис. 3.1, *б*).

На рис. 3.1, б схематично в двумерном пространстве показана совокупная область упрутой разгрузки, формирующаяся в результате нескольких землетрясений. В пределах этой области происходит суммирование деформаций, снимаемых в процессе землетрясений. Приведенное выше утверждение представляет собой первый критерий метода катакластического анализа, лежащий в основе формирования однородной выборки СКДТ. Этот критерий будем именовать критерием пространственной близости. Прием формирования выборки СКДТ на основе нахождения обла-



Рис. 3.1. Схемы, иллюстрирующие приемы расчета тензора приращений сейсмотектонических деформаций в области постоянного объема по Ю.В. Ризниченко [1965], Б. В. Кострову [1975], С. Л. Юнге [1979] и др. (*a*), и в кумулятивной области взаимного пересечения областей упругой разгрузки, формирующейся в окрестности разрывов, по методу катакластического анализа и работе [Ландер и др., 1993] (*б*)

1 -- индивидуальные области упругой разгрузки землетрясений (светло-серая заливка); 2 - кумулятивная область упругой разгрузки многих землетрясений

сти кумулятивной разгрузки [Ландер и др., 1993] принципиально отличается от приема создания выборки в заранее заданном объеме осреднения (см. рис. 3.1, а).

О расчете тензора макродеформаций и макровращения в кумулятивной области. В соответствии с критерием пространственной близости на основании (2.10) и (2.11) можно записать следующее выражение для тензора приращений сейсмотектонических деформаций и тензора вращения

$$S_{ij} = \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{U^{\alpha} \Omega^{\alpha}}{2\Delta V_{Ue}^{\alpha}} \left(n_{i}^{\alpha} s_{j}^{\alpha} + n_{j}^{\alpha} s_{i}^{\alpha} \right), \quad \pi_{k} = c_{m} \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{U^{\alpha} \Omega^{\alpha}}{2\Delta V_{Ue}^{\alpha}} \left(n_{i}^{\alpha} s_{j}^{\alpha} - n_{j}^{\alpha} s_{i}^{\alpha} \right), \quad k \neq i, j.$$

$$(3.2)$$

В выражении для тензора вращения константа *c_m* вынесена за знак суммы, так как, согласно ее определению (см. раздел 2.1.2), она характеризует степень неодно-родности среды объема, бо́льшего, чем объем осреднения остаточных деформаций от каждого сколового разрыва.

Определим величину объема упругой разгрузки от каждого события как

$$\Delta V_{Ue}^{\alpha} = \Omega_{Ue}^{\alpha} H_{Ue}^{\alpha}, \tag{3.3}$$

где Ω^{α}_{lie} — площадь упругой разгрузки в плоскости разрыва, H^{α}_{lie} — ширина области упругой разгрузки в направлении нормали к поверхности разрыва. Как уже отмечалось выше, выравнивание поля напряжений до невозмущенного состояния происходит при удалении от центра разрыва на расстояния, равные $2-4L^{\alpha}$. Согласно исслелованиям Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана [1987], увеличение и уменьшение области возмущенного состояния зависит от значения отношения величины подвижки к длине разрыва. Следовательно, можно записать

$$\Omega^{\alpha}_{I\nu} = K^{\alpha}_{O}\Omega^{\alpha}, \quad H^{\alpha}_{I\nu} = K^{\alpha}_{H}L^{\alpha}, \tag{3.4}$$

где $K_{U_{\alpha}}^{\alpha}$, и $K_{H}^{\alpha} - \phi$ ункции отношения U^{α}/L^{α} .

Область упругой разгрузки землетрясения в первом приближении можно считать изометричной с радиусом, равным 1.5–2 линейным размерам разрыва в очаге. Здесь следует отметить, что точность определения гипоцентров землетрясений на основе телесейсмических наблюдений невысока. По латерали она может колебаться в пределах 20–50 км, по глубине для коровых землетрясений составлять 10–20 км, а для глубокофокусных — доходить до 50 км. Обычно для сильнейших землетрясений уточнение латеральных координат события производится по данным сейсмотектонических исследований в эпицентральной области, а для более слабых на основе местной сети сейсмостанций. Поэтому при работе со стандартными каталогами механизмов очагов землетрясений при использовании принципа взаимного пересечения областей упругой разгрузки следует вводить поправку на точность определения. Применение принципа отбора событий с помощью нахождения кумулятивной области позволяет создать начальную выборку СКДТ, которая в дальнейшем будет проверяться на однородность (однородная выборка СКДТ), прежде чем использоваться для расчета параметров тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций (см. раздел 3.2.2).

В случае геологических данных суммированию в начальную выборку СКДТ поллежат все трещины, замеры которых делаются в одном обнажении. Это связано прежде всего с тем, что уже на стадии сбора исходных данных должны учитываться косвенные признаки, характеризующие обнажение как область квазиоднородного деформирования. В этой области не должны находиться крупные неоднородности структурного или вещественного характера более высокого или сопоставимого по сравнению с замеряемыми трещинами рангов.

Подставив (3.3) и (3.4) в (3.2), получим

$$S_{ij} = 0.5 \sum_{\alpha=1}^{A} \gamma_{ns}^{\alpha} \left(n_i^{\alpha} s_j^{\alpha} + n_j^{\alpha} s_i^{\alpha} \right), \quad \pi_k = 0.5 c_m \sum_{\alpha=1}^{A} \gamma_{ns}^{\alpha} \left(n_i^{\alpha} s_j^{\alpha} - n_j^{\alpha} s_i^{\alpha} \right), \quad (3.5)$$

где ү^а — снимаемая деформация сдвига, средняя для области упругой разгрузки, определяемая, согласно приведенным выше оценкам размеров области возмущенного поля напряжений в окрестности разрыва, как величина

$$\gamma_{ns}^{\alpha} = \frac{U^{\alpha} \Omega^{\alpha}}{\Delta V_{Ue}^{\alpha}} = \frac{U^{\alpha}}{L^{\alpha} K_{\Omega}^{\alpha} K_{H}^{\alpha}} \approx 0.05 \div 0.1 \frac{U^{\alpha}}{L^{\alpha}}.$$
(3.6)

В работе [Штейнберг, 1983] на основе обработки большого числа параметров землетрясений различных типов, произошедших в разных частях земного шара, между наблюденными значениями U^{α} и L^{α} была установлена степенная зависимость с показателем степени, изменяющимся от 0.44 до 0.79. Подобный анализ, выполненный несколько позднее [Wells, Coppersmith, 1994] (рис. 3.2), позволил уточнить величину отношения U^{α}/L^{α} . Величина этого отношения заметно зависит от типа реа-



Рис. 3.2. Зависимости длины разрыва *SRL* и амплитуд максимальной *MD* (a) и средней *AD* (δ) подвижек для разных типов механизмов (по: [Wells, Coppersmith, 1994])

лизованного в очаге механизма, но в целом в двойной логарифмической системе координат зависимость между этими двумя параметрами близка к линейной (коэффициент при логарифме длины разрыва около единицы), что выражается достаточно хорошо локализованным вытянутым по диагонали облаком точек. Используя соотношения между величиной максимальной подвижки и средним ее значением, полученные в работах [Starr, 1928; Knopoff, 1958; Осокина, 1987а], выражение (3.6) и данные рис. 3.2, в первом приближении можно рассчитать среднее значение γ_{ns}^{α} , которое приблизительно равно $1 \div 3 \cdot 10^{-5}$. Это значение существенно меньше величины упругих деформаций наиболее прочных горных пород. Если в качестве модуля упругого сдвига принять значение $5 \cdot 10^5$ бар, то средние снимаемые по области упругой разгрузки напряжения можно оценить в первые десятки бар.

На диаграммах рис. 3.2 существует определенный разброс точек, который можно трактовать как зависимость параметра γ_{ns}^{α} от двух обобщенных параметров геодинамического процесса: напряжений и свойств среды. Будем далее считать γ_{ns}^{α} не зависящей от магнитулы и ориентации плоскости трещины и зависящей от реологических свойств исследуемого участка земной коры и условий его нагружения.

Для сколов из однородной выборки СКДТ, характеризующих квазиоднородное состояние исследуемого объема в конкретных условиях нагружения, эта величина может приниматься постоянной $\gamma_{ns}^{\alpha} = \gamma_{ns} = \tilde{\gamma}$ и быть вынесенной за знак суммы в выражениях (3.5). При этом следует отметить, что для соседних объемов, имеющих однотипное строение и одинаковые реологические свойства, но находящихся в других условиях квазиоднородного нагружения, значение $\tilde{\gamma}(p, \tau, \mu_{\sigma}, G)$ может отличаться. Будем в дальнейшем величину $\tilde{\gamma}$ именовать геодинамическим параметром сейсмотектонического течения.

3.2.2. Тензор приращений сейсмотектонических деформаций

Нормировка тензоров. На основе (3.5) и заключения, сделанного выше, можно предложить следующие выражения для тензора сейсмотектонических деформаций

$$S_{ij} = I_S \sum_{\alpha=1}^{A} \left(n_i^{\alpha} s_j^{\alpha} + n_j^{\alpha} s_i^{\alpha} \right),$$
(3.7)

где I_s — нормирующий множитель, определяемый на основании условия $\sqrt{0.5S_{ij}S_{ij}} = 1$. Таким образом, S, представляет собой нормированные тензоры приращений сейсмотектонических деформаций со значением интенсивности сдвига равным единице. В дальнейшем для простоты мы будем S_{ii} именовать тензором приращений сейсмотектонических деформаций, помня о только что сказанном. Выражение (3.7) с точностью до коэффициента совпадает с выражением, определяющим правило суммирования остаточных деформаций при расчете тензора среднего механизма [Юнга, 1990]. Но при всей схожести этих выражений принцип их реализации, основанный на разных исходных позициях, различный. Действительно, тензор среднего механизма по С.С. Юнге можно рассчитать для любой совокупности СКДТ, содержащихся в произвольно выделенном объеме, в то время как для расчета тензора сейсмотектонических деформаций S_{ij} в виде (3.7) требуется, во-первых, чтобы объемы ΔV^{lpha}_{lle} имели взаимно пересекающуюся область, точкам которой по результатам расчета и присваивается найденное значение тензора, а, во-вторых, события, на основе которых производится расчет, должны входить в однородную выборку землетрясений, принципы создания которой будут изложены ниже.

Использование исходных данных в виде решений *СМТ*. В случае расчета тензора приращений сейсмотектонических деформаций на основе решений тензора моментов центроида

$$S_{ij} = I_S \sum_{\alpha \to 1}^{A} m_{ij}^{\alpha}, \tag{3.8}$$

где m_{ij}^{α} — тензор моментов центроида землетрясения с индексом. Представление тензора приращений сейсмотектонических деформаций в виде (3.7) и (3.8) показывает, что по результатам реконструкции можно определить только четыре из шести компонент тензора остаточных макродеформаций. Это означает, что после суммирования СКДТ из однородной выборки будут известны три угла Эйлера, определяющие ориентацию главных осей тензора, и коэффициент Лоде—Надаи (коэффициент вида деформированного состояния), характеризующий параметры эллипсоида деформаций. В рамках рассматриваемых представлений величина максимальной деформации сдвига квазипластических деформаций, характеризуемая параметром γ , остается неизвестной и должна быть определена из других данных или путем использования дополнительных предположений.

3.3. КРИТЕРИИ ФОРМИРОВАНИЯ ОДНОРОДНЫХ ВЫБОРОК СКДТ

Как сказано ранее, в случае использования в качестве модели среды на микроуровне модели идеально упругого изначально трещиноватого тела, на макроуровне осреднения мы приходим к модели среды, в которой может происходить накопление остаточных деформаций. В силу этого свойства будем при разработке принципов формирования однородных выборок СКДТ и реконструкции макронапряжений и макродеформаций использовать основополагающие принципы теории пластичности, определяющие возможные взаимосвязи между собой компонентов тензоров напряжений, деформаций и их приращений.

3.3.1. Однородные выборки сколовых трещин

О пространственной неоднородности напряженного состояния. Расчет компонентов тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций должен осуществляться на основе данных, входящих в однородную выборку совокупности сколов или механизмов очагов землетрясений. Первый принцип (критерий пространственной близости), позволяющий осуществить создание начальной выборки СКДТ, был рассмотрен в разделе 3.2.1. Однако начальная выборка СКДТ, сформированная фактически на основе пространственной близости при учете энергетической мощности событий, еще не может рассматриваться как однородная, характеризующая однородную фазу деформирования исследуемого объема. В рамках метода катакластического анализа создание однородной выборки СКДТ – первая задача, которую следует решить, прежде чем приступать к реконструкции напряжений и деформаций.

Необходимость этого этапа можно проиллюстрировать результатами, полученными в работе [Осокина, Фридман, 1987], где показано, что вблизи концов разрыва повышается интенсивность напряжений (рис. 3.3), а траектории главных осей сжатия (линии *I* на рис. 3.4) и растяжения (линии *2* на рис. 3.4) возмущенного разрывом поля напряжений испытывают перелом. Таким образом, существуют близкие друг к другу участки, находящиеся по разные стороны от разлома (пунктирные круги на рис. 3.4), которым соответствуст практически взаимно ортогональная ориентация одноименных главных осей напряжений и резкое различие значений интенсивности напряжений.

Как показано в работе [Осокина, 19876], вторичное разломообразование, т.е. формирование трещин меньшей длины, должно приводить к появлению вблизи концевых областей разных бортов большого активного разрыва диаметрально противоположных механизмов очагов землетрясений (см. рис. 3.4). В случае отсутствия в методе реконструкции принципов проверки на квазиоднородность деформирования объема, из которого эти данные взяты, результат расчетов не будет соответствовать никакому реально существующему распределению напряжений.



Рис. 3.3. Области разной интенсивности максимальных касательных напряжений в окрестности активного сколового разрыва (утолщенная прямая) (по: [Осокина, Фридман, 1987])

Вполне очевидно, что суммированию при расчете тензора приращений сейсмотектонических деформаций, согласно выражениям (3.7) и (3.8), в данном случае должны подлежать трещины каждого из бортов крупного разлома в отдельности. Для геологических данных эта проблема решается на самом начальном этапе исследований при создании выборки СКДТ из обнажения горных массивов. В случае реконструкции современных тектонических напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций на основе использования сейсмологических каталогов землетрясений эту проблему следует решать в процессе расчета либо на основе анализа геологических и тектонических карт, либо на основе привлечения физических законов, позволяющих оценить возможную совместность действия механизмов, включаемых в выборку СКДТ.

Вариации напряженного состояния, обусловленные фактором времени. Выше (раздел 3.2.1) анализировалась проблема формирования однородной выборки на основе критерия пространственной квазиоднородности деформационного процесса. Однако свой критерий однородности должен существовать и для четвертого измерения времени. Здесь мы имеем абсолютно ту же проблему, что была рассмотрена выше.

Рассмотрим рис. 3.4. Здесь траектории главных напряжений на достаточном удалении от разрыва отвечают региональному полю напряжений, под действием которого произошла активизация трещины. Полагаем, что до активизации крупной трещины поле напряжений во всем объеме соответствовало региональному и, следовательно, механизмы образования мелких трещин, возникающих в этот период времени и изображенные на некотором отдалении от основной трещины, также должны соответствовать этому региональному полю (на рис. 3.4 механизмы — ориентация плоскости трещины и направление смещения ее бортов). Механизмы мелких вторичных трещин в концевой области главной трещины до и после ее активизации отличаются вплоть до обратного. Если при формировании выборки СКДТ не разделять фаз деформирования во времени, то выборки из мелких трещин около бортов главной трещины вблизи ее концов, созданные для рассматриваемого случая, будут содержать взаимопротиворечащие механизмы. Используя такую выборку СКДТ при расчете тензора приращений сейсмотектонических деформаций, можно получить **Рис. 3.4.** Траектории главных напряжений и механизмы вторичных трещин (*3*) вблизи большого разрыва (по: [Осокина, 19876])

1–2 - траектории осей сжатия: *1* – максимального; *2* ·· минимального. Пояснения см. в тексте



данные, которые не будут соответствовать ни одной из реально существовавших фаз нагружения.

Влияние линейных масштабов сколовых трещин. Другой стороной рассматриваемой проблемы является линейный размер разрывов и трещин (энергетический уровень землетрясений), включаемых в выборку СКДТ. Исследованиями Д.Н. Осокиной [19876] показана зависимость механизма мелких вторичных трещин от их линейного размера, что обусловлено иерархическим уровнем поля напряжений, ответственного за активизацию трещин соответствующей протяженности. Поэтому при создании выборки СКДТ необходимы критерии, позволяющие определять квазиоднородность напряженного состояния различного иерархического уровня. При этом критерием разделения данных по уровням масштаба должны являться не только сами линейные размеры трещин (возможно состояние, для которого трещины разного линейного масштаба при их использовании для реконструкции напряжений дадут эквивалентные результаты), но и соответствие их структурно-кинематических данных реконструируемому тензору напряжений.

Однородная выборка сколов – серия образцов горных пород. Из экспериментов по разрушению образцов горных пород установлена определенная зависимость спектра активизирующихся трещин от способа нагружения и его интенсивности [Byerlee, 1967; Handin, 1969; Ставрогин, Протосеня, 1992]. Имея серию разрушенных образцов, отвечающих одинаковым условиям нагружения, по разбросу в ориентации структур разрушения образцов можно оценить способ нагружения. Это обусловлено тем, что статистически в структуре разрушения запечатлен наиболее эффективный механизм диссипации накапливаемой в образцах механической энергии. Этот механизм диссипации, как булет видно из дальнейшего изложения, связан не только с условиями нагружения (ориентация главных осей и вид напряженного состояния), но и с интенсивностью шаровой и девиаторной частей тензора напряжений. Последнее обстоятельство еще раз подчеркивает важность проблемы формирования однородной выборки СКДТ.

3.3.2. Критерий монотонности упругопластического деформирования

Следствие принципа Драккера. Для упругопластического тела с ассоциированным законом течения (см. главу 1) выполняется требование *положительности работы* истинных напряжений на приращениях пластических деформаций:

$$\sigma_{ij}d\varepsilon_{ij}^{p} \ge 0. \tag{3.9}$$

В шестимерном пространстве напряжений этому требованию отвечает положительный угол между вектором напряжений и вектором приращений пластических деформаций. Выражение (3.9) является также одним из следствий постулата Д. Драккера [Drucker, 1959], определяющего, что работа, производимая дополнительной нагрузкой за полный цикл нагружения и разгрузки, неотрицательна. Распространив требование положительности работы искомых напряжений на каждый микроакт (по времени) квазипластического деформирования, т.е. на каждое событие с номером из начальной выборки, можно записать:

$$\sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^{\alpha} \ge 0. \tag{3.10}$$

При таком подходе постулируется ограничение на отклонение в шестимерном пространстве напряжений вектора приращений квазипластических деформаций $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$, образующихся в области упругой разгрузки землетрясения, от вектора искомых напряжений σ_{ij} (сектор *AA* на рис. 3.5). Попадание вектора приращений $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$ в угловой интервал, определяемый сектором *AA* (линия *AA* в шестимерном пространстве ортогональна вектору напряжений σ_{ij}), обуславливается требованием диссипации внутренней энергии для каждого скола (3.10).

Следствие требования диссипации для каждого скола на параметрической области $d\epsilon_{11}^{\alpha}$, $d\epsilon_{33}^{\alpha}$. Неравенство (3.10) перепишем в координатных осях, связанных с главны-



Рис. 3.5. Сектора, определяющие допустимые вариации приращений квазипластических деформаций $d\epsilon^{\alpha}_{\ \ l}$ в шестимерном пространстве напряжений. Пояснения в тексте

Метод катакластического анализа совокупностей разрывных нарушений

ми осями тензора напряжений, используя (1.21) и условие несжимаемости ($d\epsilon_{ij}^{\alpha} = 0$) на стадии пластического течения:

$$\left[(1 - \mu_{\sigma}) d\epsilon_{11}^{\alpha} - (1 + \mu_{\sigma}) d\epsilon_{33}^{\alpha} \right] \tau \ge 0.$$
(3.11)

В выражении (3.11) τ представляет собой модуль максимальных касательных напряжений (1.16) и поэтому является величиной положительной, а коэффициент Лоде–Надаи μ_σ изменяется от +1 до –1.

Неравенство (3.11) устанавливает ограничение на значения приращений остаточных деформаций, формирующихся в направлении искомых главных напряжений после реализации каждого скола. На рис. 3.6 представлены области возможного изменения величин $d\epsilon_{11}^{\alpha}$ (i = 1, 3) для трех характерных значений коэффициента Лоде-Надаи: $\mu_{\alpha} = -1, 0, +1$. Здесь выделяются следующие возможные сочетания:

$\mu_{\sigma} = -1$, :	из (3.11)	следует, что	$d\epsilon^{\alpha}_{ }$	≥ 0 ;
$\mu_{\sigma} = 0$:	из (3.11)	следует, что	$d\epsilon_{11}^{\alpha}$	$\geq d\varepsilon^{\alpha}_{33};$
$\mu_{\sigma} = +1$:	из (3.⊥1)	следует, что	$d\epsilon_{33}^{\alpha}$	≤ 0.

На рис. 3.6 видно, что единственная область возможных изменений исследуемых параметров, в которой не выполняется условие (3.11) при любых наперед неизвестных значениях коэффициента Лоде-Надаи, это область, где $d\epsilon_{11}^{\alpha} \leq 0$, $d\epsilon_{33}^{\alpha} \geq 0$. Соответственно в области

$$d\varepsilon_{11}^{\alpha} \ge 0, \quad d\varepsilon_{33}^{\alpha} \le 0 \tag{3.12}$$

(область 2 на рис. 3.6), условие (3.11) выполняется при любых наперед неизвестных значениях коэффициента Лоде-Надаи.

Неравенство (3.12) для широкого класса материалов определяет спектр возможных значений компонент тензора приращений пластических деформаций, формирующихся в направлении главных осей напряжений и удовлетворяющих принципу лиссипации внутренней упругой энергии. Эти неравенства определяют, что на искомом тензоре напряжений в направлении действия оси максимального девиаторного растяжения вклад от каждого скола в тензор приращений сейсмотектонических де-





формаций должен доставлять деформацию удлинения, а в направлении максимального девиаторного сжатия — деформацию укорочения. Следует также сказать, что для определенных значений коэффициента Лоде—Надаи возможно выполнение условия диссипации при отклонении от ограничений, определяемых неравенствами (3.12), но такие отклонения можно отнести в "запас прочности" метода.

Используя данные о механизмах очагов землетрясений или данные о плоскостях сколов и направлениях борозд скольжения, а также выражение (2.10), от (3.12) переходим к выражениям

$$l_{n1}^{\alpha} l_{s1}^{\alpha} \ge 0, \quad l_{n3}^{\alpha} l_{s3}^{\alpha} \le 0.$$
(3.13)

Здесь направляющие косинусы векторов нормали к разрыву Γ_{ni}^{α} и скольжения вдоль него Γ_{si}^{α} (косинусы соответствующих углов, определяющих положение полюсов нодальных плоскостей механизмов очагов землетрясений на стереографической сетке) также записаны в системе координат, связанной с ориентацией главных осей искомого тензора макронапряжений. В случае, если при реконструкции главных напряжений используются данные о решениях тензора моментов центроида, ограничения на возможную ориентацию искомых осей напряжений должны определяться из выражений

$$dm_{11}^{\alpha} \ge 0, \quad dm_{33}^{\alpha} \le 0,$$
 (3.14)

где m_{il}^{α} (i = 1, 3) — компоненты тензора моментов центроида землетрясения с индексом в системе координат, связанной с направлением действия соответствующих главных осей искомых макронапряжений.

Неравенства (3.12) отражают связь смещений по поверхности скола с изменением энергии исследуемого объема, поэтому будем следующие из них выражения (3.13) и (3.14) именовать *критерием диссипации упругой энергии на отдельных сколах* относительно тензора искомых макронапряжений.

Неравенства (3.14) совпадают с известными ограничениями кинематического метода [Гущенко, 1979] и метода "right dihedra" [Angelier, 1984], полученными как следствие постулата о совпадении направления скольжения вдоль площадки скола с вектором касательных напряжений, действующих здесь же. Этот постулат помимо требования отсутствия взаимного влияния разрывов одного масштабного уровня [Гущенко, 1981] определяет исследуемый объем среды как изотропный. Несмотря на вполне очевидные несоответствия постулатов этих двух методов реальному состоянию среды и характеру процесса квазигластического деформирования, результаты реконструкции напряжений, выполненные для сейсмически активных районов на основании использования сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений [Гущенко и др., 1990; Goustchenko et al., 1993], соответствовали известным тектоническим представлениям о современной стадии деформационного процесса этих регионов. Проведенный анализ показал более глубокие (фундаментальные) корни неравенств (3.14), используемых в кинематическом методе и методе "right dihedra".

Следствие принципа упорядоченности. Потребуем выполнения принципа монотонности (упорядоченности) упругопластического деформирования (выражение

138

(1.70) и его следствие (1.81)) [Черных, 1988] на тензоре искомых макронапряжений лля вклада в тензор приращений сейсмотектонических деформаций от каждого скола:

$$d\varepsilon_{11}^{\alpha} \ge d\varepsilon_{22}^{\alpha} \ge d\varepsilon_{33}^{\alpha}. \tag{3.15}$$

Неравенства (3.15) накладывают более жесткие ограничения на отклонение в шестимерном пространстве напряжений отдельных вкладов в тензор приращений квазипластических деформаций $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$ от ориентации главных осей искомых макронапряжений. Весь возможный диапазон вариации тензора $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$ определяется сектором *CC*, который находится внутри сектора *AA* (см. рис. 3.5). Неравенства (3.15) определяют, что в направлении действия оси алгебраически максимального из главных напряжений σ_1 должны формироваться только остаточные деформации удлинения, в направлении оси алгебраически минимального из главных напряжений σ_3 — только деформации укорочения, а в направлении оси промежуточного главного напряжения σ_2 могут формироваться как деформации удлинения, так и деформации укорочения, но обязательно меньшие по абсолютной величине, чем те, которые формируются в направлении действия двух других главных осей.

Перепишем неравенство (3.15) в виде ограничений для случаев использования данных о механизмах землетрясений и сколовых трещин и данных о решениях тензора момента центроида:

$$I_{n1}^{\alpha}I_{s1}^{\alpha} \ge I_{n2}^{\alpha}I_{s2}^{\alpha} \ge I_{n3}^{\alpha}I_{s3}^{\alpha}.$$
(3.16)

$$m_{11}^{\alpha} \ge m_{22}^{\alpha} \ge m_{33}^{\alpha}$$
 (3.17)

Заметим, что при выполнении (3.16) и (3.17) в силу ортогональности векторов s^{α} и n^{α} и условия $m_{11}^{\alpha} + m_{22}^{\alpha} + m_{33}^{\alpha} = 0$ [Dziewonsky, 1981], неравенства (3.13) и (3.14) удовлетворяются автоматически. Таким образом, неравенства (3.16), (3.17), следующие из условия упорядоченности компонент тензоров напряжений и деформаций, накладывают более жесткие ограничения на характер смещений по сколовым разрывам относительно тензора искомых макронапряжений, чем неравенства, следующие из условия диссипации энергии. Будем неравенства (3.16) и (3.17) именовать *критерием монотонности деформирования* [Ребецкий, 1999].

3.3.3. Критерий диссипации энергии на каждом сколе

Принцип упругой разгрузки в окрестности скола. До сих пор речь шла об условиях, которым в рамках квазипластического подхода должен удовлетворять каждый скол по отношению к параметрам искомого тензора макронапряжений (выражения (3.11) и (3.15)). Однако анализ графического представления процесса упругопластического деформирования (см. рис. 3.5) показывает возможность нахождения взаимосвязи параметров сколов с тензором приращений квазипластических деформаций $d\varepsilon_{ij}^{p}$. Очевидным требованием к сколам, принадлежащим к объему, однородному по напряженному и деформированному состояниям, является требование ориентации вектора снимаемых упругих напряжений, средних для области упругой разгрузки, внутрь поверхности нагружения в шестимерном пространстве, изображенном на рис. 3.5:

$$d\sigma^{\alpha U}_{ij} d\varepsilon^{p}_{ij} \le 0. \tag{3.18}$$

Такая ориентация вектора снимаемых упругих напряжений обусловлена самим фактом упругой разгрузки в области влияния разрыва и требованием уменьшения упругой энергии, накопленной средой. На рис. 3.5 линия *BB*, ортогональная вектору $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$, определяет сектор возможной ориентации векторов снимаемых напряжений в шестимерном пространстве действующих напряжений. В случае, когда используются геологические данные о сколовых трещинах и сейсмологические данные, определяющие модель очага в виде двойного диполя (механизмы очагов землетрясений), снимаемое деформированное состояние является состоянием чистого сдвига, и тогда даже в случае анизотропных сред возможно следующее приближенное определение тензора снимаемых напряжений:

$$d\sigma_{ij}^{\alpha U} = -G_{n_s}^{\alpha} d\varepsilon_{ij}^{\alpha}, \quad i, j = 1, 2, 3,$$
(3.19)

где G_{ns}^{α} — модуль сдвига в плоскости, содержащей полюса нодальных плоскостей очага землетрясения n^{α} и s^{α} . Используя (3.19) и предполагая, что тензор приращений сейсмотектонических деформаций подобен тензору приращений квазипластических деформаций $d\epsilon_{ij}^{\rho} = KS_{ij}$, K = const), перепишем (3.19) в виде

$$d\varepsilon_{ij}^{\alpha}S_{ij} \ge 0. \tag{3.20}$$

Полученное выражение аналогично выражению (3.10) и может быть переписано в виде, подобном (3.11), но уже в главных осях тензора S_{ii} :

$$(I - \mu_{\varepsilon})d\varepsilon_{11}^{\alpha} - (I + \mu_{\varepsilon})d\varepsilon_{33}^{\alpha} \ge 0, \tag{3.21}$$

где μ_{ϵ} — коэффициент Лоде—Надаи для тензора приращений сейсмотектонических деформаций S_{ii} .

Следствия принципа упругой разгрузки. Далее, используя соображения, высказанные в разделе 3.3.2 (выражение (3.11)), находим

$$d\varepsilon_{11}^{\alpha} \ge 0, \quad d\varepsilon_{33}^{\alpha} \le 0. \tag{3.22}$$

Эти выражения аналогичны (3.12), но записаны уже в главных осях тензора приращений сейсмотектонических деформаций. Они определяют, что в направлении оси максимального удлинения искомого тензора приращений сейсмотектонических деформаций каждый из сколов доставляет остаточные макродеформации уллинения, а в направлении оси максимального укорочения макродеформации укорочения. Система неравенств (3.22) фактически ограничивает спектр возможных изменений СКДТ для известных значений тензора приращений сейсмотектонических деформаций. В шестимерном пространстве напряжений, показанном на рис. 3.5, критерий диссипации энергии определяет нахождение всех векторов $d\epsilon_{ij}^{\alpha}$ из однородной выборки в пределах сектора *BB* (линия *BB* ортогональна вектору квазипластических деформаций $d\epsilon_{ij}^{p}$).

Используя выражения (2.10), запишем систему неравенств, ограничивающую возможные вариации главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций в системе координат, связанных с площадкой скола

$$l_{n1}^{\alpha} l_{s1}^{\alpha} \ge 0, \quad l_{n3}^{\alpha} l_{s3}^{\alpha} \le 0.$$
(3.23)

Эти неравенства подобны неравенствам (3.13), но в отличие от них направляющие косинусы нормали и вектора скольжения связаны с главными осями алгебраически максимальных и минимальных приращений тензора сейсмотектонических деформаций *S*_{ii}.

Будем условие (3.22) в дальнейшем использовать и при реконструкции данных о решениях *СМТ*. В этом случае имеем следующую систему неравенств:

$$dm_{11}^{\alpha} \ge 0, \quad dm_{33}^{\alpha} \le 0,$$
 (3.24)

где dm_{ij}^{α} (i = 1, 3) — компоненты тензора моментов центроида землетрясения с индексом в системе координат, связанной с направлением действия соответствующих главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций.

Поскольку неравенства (3.24) так же, как и неравенства (3.12), фактически отражают связь смещений по поверхности скола с изменением энергии исследуемого объема, будем их следствия в виде (3.23) и (3.24) именовать *критерием диссипации* энергии на отдельных сколах относительно тензора приращений квазипластических деформаций.

3.3.4. Обсуждение

Заметим, что система неравенств (3.15) отвечает случаю ассоциированного течения, для которого поверхность нагружения выпуклая (см. рис. 3.5); в то время как группа неравенств (3.12) и (3.22) отвечает более общему состоянию квазипластического деформирования, включающего в себя и неассоциированное течение.

Выражения (3.15) и (3.22) накладывают ограничения на возможную ориентацию поверхности сколовой трещины (механизма очага землетрясения) и направление подвижки по ней по отношению к вообще говоря неизвестной ориентации главных осей тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Отсюда вытекает определенная взаимозависимость решений проблем создания однородной выборки и расчета параметров этих тензоров.

Проверка выполнения критериев (3.15) и (3.22) для каждой сколовой трещины может быть осуществлена в рамках решения прямой задачи тектонофизики и требует знания параметров тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Поскольку оба этих тензора являются искомыми, т.е. постановка задачи отвечает обратной задаче тектонофизики, возникает вопрос о разрешимости задачи формирования однородной выборки СКДТ.

Возможность решения задачи обусловлена, прежде всего, тем фактом, что для проверки выполнения при формировании однородной выборки критериев, полученных выше, требуются данные только об ориентации главных осей тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Поскольку все возможные ориентации этих осей при определенной дискретизации можно представить ограниченным набором состояний, то задача определения однородной выборки СКДТ становится вполне разрешимой и осуществляется путем перебора всех возможных решений прямой задачи.

Итак, для создания однородной выборки СКДТ необходимо выполнить следующую последовательность действий:

 Создать начальную выборку на основе критерия пространственной близости землетрясений (для геологических данных о сколах это создание выборки из одного обнажения).

2. Произвести перебор всех возможных направлений ориентации тройки ортогональных векторов на предмет проверки неравенств (3.15) для механизмов очагов (для решений тензора момента центроида) или сколовых трещин, найдя такое положение, для которого выполнение указанных неравенств произойдет для наибольшего числа событий из начальной выборки СКДТ.

3. Рассчитав в соответствии с выражением (3.70) параметры тензора приращений сейсмотектонических деформаций, убедиться, что для каждого события, отобранного из начальной выборки согласно критерию (3.15), выполняется условие (3.22).

События, отобранные по результатам указанных процедур, можно определить как однородную выборку СКДТ, а совокупность ориентаций ортогональных векторов, для которых выполняются неравенства (3.15), следует рассматривать как возможные ориентации главных осей для тензоров искомых напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, т.е. как возможные состояния.

3.4. РАСЧЕТ ОРИЕНТАЦИИ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ И КОЭФФИЦИЕНТА ВИДА ТЕНЗОРА НАПРЯЖЕНИЙ

В разделе 3.3 показана возможность формирования однородной выборки СКДТ на основе положений, вытекающих из теории упругопластического деформирования и адаптированных к анализу процесса деформирования трещиноватой среды. Поскольку для выбранной модели среды поле напряжений на уровне, предыдущем к рассматриваемому, является существенно неоднородным, то в рамках метода катакластического анализа сколов используются энергетические принципы, аналогичные тем, что были сформулированы при создании однородных выборок СКДТ. На

142

основе этих принципов формулируется само понятие обобщенных напряжений для трещиноватой среды.

3.4.1. Энергетические критерии метода и возможные состояния для тензоров макронапряжений и приращений сейсмотектонических деформаций

Графический способ реализации неравенств (3.13) и (3.14). Неравенства (3.13) и (3.14) позволяют не только осуществить сепарацию событий из начальной выборки СКДТ, но и определить область возможной ориентации тройки ортогональных векторов. Алгоритм подобного определения впервые был предложен в работах [Carey, Brunejer, 1974] и опирался на данное в работе [McKenzie, 1969] ограничение на возможную ориентацию осей главных напряжений, ответственных за подвижку в очаге землетрясения. В качестве допустимой ориентации осей алгебраически максимального и минимального главных напряжений неравенства (3.13) определяют геометрическое место точек в накрестлежащих квадрантах, образованных на нижней или верхней полусферах нодальными плоскостями механизма очага землетрясения. Ось максимального девиаторного сжатия должна находиться в "квадранте растяжения" (деформация растяжения в первых вступлениях *P*-волн), а ось максимального девиаторного растяжения в "квадранте сжатия" (деформация сжатия в первых вступлениях Р-волн) механизма очага. Эти области на нижней полусфере единичного радиуса для двух разных землетрясений показаны штриховкой соответствующего типа на рис. 3.7, а, б. Таким образом, использование только одного события из однородной выборки позволяет вдвое уменьшить спектр перебора для возможного положения искомых осей главных напряжений.

В случае вхождения двух землетрясений в однородную выборку для определения возможного положения главных осей тензора напряжений необходимо просуммировать данные соответствующих квадрантов (рис. 3.7, *в*) для обоих землетрясений. Точ-

Рис. 3.7. Суммирование областей возможного выхода осей алгебраически максимального и минимального главных напряжений на нижнюю поверхность полусферы согласно неравенствам (3.13): a, δ — квадранты сжатия (1) и растяжения (2) для двух разных механизмов очага землетрясений, e — результат суммирования квадрантов сжатия и растяжения для двух механизмов

1 – область суммирования только квадрантов сжатия, 2 – область суммирования только квадрантов растяжения, 3 – область суммирования квадрантов сжатия и растяжения




Рис. 3.8. Результат суммирования на нижних полусферах областей возможного выхода осей главных приращений сейсмотектнических деформаций согласно неравенствам (3.13) для восьми событий

1 – область возможного выхода оси максимального удлинения $S_1; 2$ – область возможного выхода оси максимального укорочения S_3

ки на нижней полусфере, попадающие в одноименные области механизмов очагов обоих землетрясений, образуют новое геометрическое множество, определяющее область возможного выхода соответствующих главных осей (области l и 2 на рис. 3.7, e). Совокупность точек, которые при суммировании попали в разноименные квадранты, образуют геометрическое место точек, где оси главных напряжений девиаторного сжатия и растяжения не могут выходить на полусферу (области 3 на рис. 3.7, e).

В зависимости от числа событий в однородной выборке СКДТ и вариаций их механизмов (разброса в ориентации векторов нормали и подвижки для сколовых трещин) путем суммирования одноименных квадрантов можно сузить область возможного выхода на нижнюю полусферу искомых главных осей тензора макронапряжений до относительно небольших размеров (телесный угол менее 15°). На рис. 3.8 для восьми событий из начальной выборки СКДТ показан конечный результат суммирования "квадрантов растяжения и сжатия" на двух полусферах, одна из которых определяет область возможного выхода осей максимального девиаторного растяжения, а другая осей максимального девиаторного сжатия.

Как отмечалось выше, по отношению к искомому тензору напряжений более жесткие ограничения на отдельный скол накладывает система неравенств (3.16), которая включает автоматическое выполнение неравенств (3.13). Поэтому области, показанные на рис. 3.8, нельзя рассматривать как окончательные области возможного выхода на полусферы осей главных напряжений по данной однородной выборке СКДТ. Далее для определения областей возможного выхода на полусферы осей главных напряжений нами будут рассмотрены следствия ограничений (3.16).

Необходимое и достаточное условия выполнения критерия диссипации внутренней энергии на каждом сколе. Неравенства (3.13) подобны неравенствам (3.23), и поэтому можно утверждать, что выделяемые на полусферах с их помощью области (см. рис. 3.8) являются областями допустимого выхода главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций.

В силу того, что однородная выборка СКДТ позволяет произвести расчет параметров тензора приращений сейсмотектонических деформаций на основе выражения (3.7), попадание главных осей тензора *S_{ii}* в допустимые для них области на полусферах является проверкой правильности формирования однородной выборки СКДТ. В дальнейшем области взаимного пересечения одноименных квадрантов будем именовать областями допустимого выхода на полусферы главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций S_1 и S_3 . Если для реконструкции напряженно-деформированного состояния используются совокупности решений тензора центроида моментов, то локализацию на полусферах областей допустимого выхода главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций необходимо осуществлять на основе неравенств (3.24). В этом случае компоненты тензора сейсмотектонических деформаций определяются из выражений (3.8).

3.4.2. Критерий монотонности упругопластического деформирования и определение возможных состояний для тензора макронапряжений

Графический способ реализации неравенств (3.16) и (3.17). Неравенства (3.16) и (3.17) позволяют осуществить на полусферах локализацию областей допустимого выхода главных осей тензора тектонических макронапряжений способом, аналогичным рассмотренному выше. Важно отметить следующее обстоятельство. Для каждого отдельного события из однородной выборки области допустимых выходов главных осей алгебраически максимальных и минимальных напряжений совпадают с квадрантным распределением, как и в случае использования неравенств (3.13) (рис. 3.9, *a*, *б*). Однако, как видно на рис. 3.9, *в*, при суммировании уже двух событий из однородной выборки область допустимого положения осей главных напряжений, определяемая согласно неравенствам (3.16) и (3.17), будет несколько меньше, чем после использования неравенств (3.13) и (3.14) (см. рис. 3.9, *в*).

Рис. 3.9. Суммирование областей возможного выхода осей алгебраически максимальных и минимальных главных напряжений на нижнюю поверхность полусферы согласно неравенствам (3.16): a, δ – квадранты сжатия (1) и растяжения (2) для двух разных механизмов очага землетрясений, e – результат суммирования квадрантов для двух механизмов

1, 2 – области суммирования только квадрантов сжатия и растяжения согласно неравенствам (3.13); 3 – область, где произошло суммирование квадрантов сжатия и растяжения согласно неравенствам (3.13); 4–5 – области выполнения неравенств (3.16) внутри квадрантов сжатия (4) и растяжения (5)





Рис. 3.10. Суммирование на нижних полусферах областей возможного выхода главных осей тензора напряжений на основе неравенств (3.16)

Взаимное соответствие графических способов решения главных неравенств метода. При суммировании совокупности механизмов очагов из однородной выборки области допустимого положения осей главных напряжений, выделяемые на поверхности полусфер согласно неравенствам (3.16), будут всегда находиться внутри областей. определяемых согласно неравенствам (3.13) (рис. 3.10).

В дальнейшем области выполнения неравенств (3.16) на полусферах будем именовать областями допустимого выхода на полусферы главных осей тензора макронапряжений σ_1 и σ_3 . Если для реконструкции напряженно-деформированного состояния используются совокупности решений тензора центроида моментов, то локализацию на полусферах областей допустимого выхода главных осей тензора макронапряжений необходимо осуществлять на основе неравенств (3.17).

3.4.3. Использование положения о максимальности диссипации для нахождения ориентации главных осей искомого тензора напряжений

Представленные выше ограничения на ориентацию искомых тензоров макронапряжений и приращений сейсмотектонических деформаций по отношению к совокупности СКДТ позволяют, с одной стороны, осуществить выделение спектра возможных напряженно-деформированных состояний, наилучшим образом им удовлетворяющих, а с другой — создать однородную выборку СКДТ, характеризующую фазу однородного деформирования исследуемого объема. При отыскании единственно возможных (согласованных) значений тензора напряжений следует использовать данные о тензоре прирашений сейсмотектонических деформаций и положение о максимальности диссипации внутренней упругой энергии, полобное принципу Мизеса в теории пластичносги.

Принцип Мизеса определяет, что из возможных состояний искомым является то, для которого на известном тензоре приращений пластических деформаций $d\epsilon_{\mu}^{\rho}$ достигается максимум диссипации внутренней энергии, накопленной в упругих деформациях:

$$\left(\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^{*}\right) d\varepsilon_{ij}^{p} \ge 0. \tag{3.25}$$

Здесь σ_{ij} и σ_{ij}^* — соответственно искомый (согласованный) и возможный тензоры напряжений. Будем под σ_{ij}^* понимать тензор, оси которого могут иметь ориентацию, допускаемую неравенствами (3.26) или (3.27) для однородной выборки СКДТ, а также использовать сделанное выше предположение о подобии тензоров $d\varepsilon_{ij}^p$ и S_{ij} . В этом случае неравенство

$$\left(\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^*\right) S_{ij} \ge 0 \tag{3.26}$$

позволяет осуществить выбор ориентации главных осей тензора макронапряжений в областях допустимого выхода на полусферу главных осей максимального девиаторного растяжения и сжатия, а также подобрать значение коэффициента Лоде—Надаи, весь спектр изменений которого задан неравенством | µ_d| ≤ 1.

Выражение (3.26) в приложении к рассчитываемым характеристикам напряженно-деформированного состояния определяет нахождение максимума выражения

$$E = \sigma_{ij} S_{ij} \tag{3.27}$$

при
$$\sigma_{ij} = -\left(p - \frac{2}{3}\tau\mu_{\sigma}\right)\delta_{ij} + \tau\left[(1 - \mu_{\sigma})l_{1i}l_{1j} - (1 + \mu_{\sigma})l_{3i}l_{3j}\right], \quad S_{ii} = 0.$$

нутем дискретного перебора с некоторым шагом углов Эйлера, определяющих значения направляющих косинусов I_{ki} (k = 1, 3) искомых главных осей напряжений в декартовой системе координат, и варьирования с малым шагом значений μ_{σ} от +1 до -1. Перебор ориентации главных осей осуществляется в пределах выделенных областей их возможного выхода на соответствующие полусферы. Как следует из выражения (3.27), на основе неравенства (3.26) определить значения величины всестороннего давления p и модуля максимальных касательных напряжений τ невозможно.

После того как все события из начальной выборки прошли проверку на однородность или после построения областей допустимого выхода главных осей искомых тензоров на единичных полусферах, осуществляется главная процедура метода катакластического анализа — согласование параметров тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Согласование осуществляется на основе положения о максимальности диссипации внутренней упругой энергии, позволяющего выбрать единственное из всех возможных напряженное состояние (области допустимого выхода на полусферах определяют только возможные напряженные состояния). В результате использования этого положения возможны различные ситуации, в том числе такие, когда рассчитанные тензоры напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций не коаксиальны (анизотропия свойств среды) или когда их оси коллинеарны, а коэффициенты вида состояний равны (изотропия свойств).

3.5. РАСЧЕТ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ПОЛОЖЕНИЙ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ

В предыдущих разделах главы 3 сформулирован алгоритм расчета четырех из шести компонентов тензора напряжений (ориентации главных осей тензора, определяемых тремя углами Эйлера, и коэффициента вида тензора напряжений или коэффициента Лоде—Надаи). При этом после выполнения расчетов остаются неизвестными два параметра тензора напряжений, особенно важных с точки зрения исследования геодинамических процессов и сейсморайонирования, — всестороннее давление *p* и модуль максимального касательного напряжения т. Результаты, получаемые в соответствии с изложенным выше подходом, будем трактовать как результаты *первого этапа расчета напряжений*.

Тем не менее, поле траекторий главных осей тензора и поле значений коэффициента Лоде-Надаи позволяют во многих случаях с определенной степенью достоверности высказать предположение о способах внешнего нагружения исследуемого участка земной коры. Эти данные чрезвычайно важны для выполнения математического или физического моделирования, поскольку дают возможность сформулировать краевые условия нагружения. В то же время параметры тензора напряжений, оставшиеся неизвестными, являются определяющими при оценке интенсивности локального нагружения, прогнозе мест подготовки землетрясений и областей повышенной трешиноватости. Фактически неизвестными остаются сами величины напряжений. Далее излагается алгоритм метода расчета относительных величин напряжений, опирающийся как на результаты лабораторных экспериментов по разрушению образцов горных пород, так и на фундаментальные принципы механики континуума. Поскольку расчет этих компонент осуществляется после определения ориентации главных осей, коэффициентов вида тензоров напряжений, а также после создания однородной выборки СКДТ, то представленный алгоритм расчета в дальнейшем является вторым этапом реконструкции параметров напряженно-деформированного состояния.

Предлагаемый подход в определенной мере основан на интуитивном представлении о том, что в трещиноватой среде характер активизации существующих сколов должен зависеть от величины всестороннего сжатия. При малой интенсивности всестороннего сжатия диапазон ориентации вновь активизирующихся трешин должен быть больше, чем для такой же совокупности разрывов, но при более высокой величине всестороннего сжатия.

3.5.1. Предел прочности горных пород и сопротивление сухого трения разрывов и трещин

Эксперименты по разрушению трещиноватых образцов горных пород. В главе 1 были представлены результаты экспериментов по изучению хрупкого разрушения образцов различных горных пород как изначально сплошных, так и содержа-

148





щих разрезы или подготовленные поверхности пониженной прочности, выполненные в рамках инженерных (промышленных и гражданских), а также специальных геофизических исследований [Mogi, 1964, 1966; Byerlee, 1967, 1968, 1978; Handin, 1969; Stesky, 1978; Rummel et al., 1978]. Эти эксперименты позволили выявить на диаграммах Mopa две характерные линии, определяющие предел прочности внутреннего трения ненарушенных образцов горных пород и минимальное сопротивление сухого трения образцов с уже существующими в них трещинами (рис. 3.11).

Указанные линии на параметрической области диаграммы Мора (в осях координат: нормальное и касательное напряжения на плоскости разрыва) ограничивают сверху и снизу основное облако точек, полученных в экспериментах (см. рис. 1.25). Верхняя выпуклая линия — предельная огибающая, к ней тяготеют точки, полученные в экспериментах над изначально сплошными образцами, нижняя линия определяет состояния на берегах разрывов, отвечающие минимальным значениям поверхностного сцепления. В ряде экспериментов было показано, что линия сухого трения приходит в начало координат [Handin, 1969; Stesky, 1978; Rummel et al., 1978]. Уравнения этих линий могут быть представлены в следующем виде:

$$\tau_n + k_f \sigma_{nn}^* = \tau_f, \quad \tau_n + k_s \sigma_{nn}^* = 0.$$
(3.28)

Здесь τ_n – касательное напряжение, $\sigma_{nn}^* = \sigma_{nn} + p_{fl}$ – эффективное (с учетом давления флюида) нормальное напряжение на плоскости образовавшегося или активизировавшегося скола, k_f и k_s – соответственно коэффициенты внутреннего и поверхностного трения, а τ_f – величина внутреннего сцепления или предел прочности на сдвиг ненарушенных образцов горных пород. В соответствии с результатами экспериментов k_f и τ_f являются функциями σ_{nn}^* . Особенно сильно эта зависимость проявляется при низком (менее 3 кбар) и высоком (более 15 кбар) значениях давления на плоскости разрыва. При давлениях более 20 кбар верхняя предельная линия постепенно выполаживается.

Важно отметить, что имеется протяженный участок, для которого верхняя ограничивающая линия примерно параллельна нижней линии. На этом участке можно считать, что $k_j \equiv k_s$, $\tau_f \cong$ const. Результаты экспериментов показали, что подобная интерпретация возможна для участка горизонтальной оси, где нормальные давления на площадках разрывов составляют от 3 до 15 кбар. Сопротивление сухого трения существующих разрывов. Данная интерпретация результатов экспериментов положена в основу метода расчета величин тензора макронапряжений. Будем полагать, что для критических состояний, соответствующих процессу активизации на частично залеченных трещинах, скольжение вдоль их берегов реализуется с сухим трением по закону Кулона при постоянном значении коэффициента поверхностного трения ($k_s = \text{const}$). При этом величина поверхностного сцепления для вновь активизирующихся трещин может изменяться от минимального (нулевого) значения до максимального значения, равного величине внутреннего сцепления ненарушенных массивов ($\tau_s \leq \tau_f$). Таким образом, для трещин с одинаковым значением σ_{nn}^* на их берегах различие предельных состояний заключается в разном значении величин сцепления $0 \leq \tau_s \leq \tau_f$. Все возможные предельные состояния на берегах вновь образующихся или активизирующихся разрывов можно представить в следующем виде:

$$\tau_n + k_s \sigma_{nn}^* = \tau_s \quad \text{при } 0 \le \tau_s \le \tau_f \quad \text{и } \sigma_{nn}^* < 0. \tag{3.29}$$

Соотношение между предлагаемым подходом и теорией Дж. Байерли. При построении теории прочности, определяющей напряжения, ответственные за хрупкое разрушение горных пород, Дж. Байерли провел медианную линию через облако экспериментальных точек, усреднив тем самым результаты наблюдений для изначально сплошных образцов, а также образцов с подготовленными поверхностями пониженной прочности и разрезами. Такой подход применим, когда речь идет о решении прямой задачи по определению областей интенсивного разрушения в земной коре. При решении обратной задачи, когда по данным об активизирующихся сколах необходимо восстановить величины напряжений, ответственных за деформационный процесс, такой подход является непродуктивным. В этом случае следует использовать всю совокупность результатов экспериментальных данных, а следовательно, характеризовать процессы разрушения двумя законами: пределом внутреннего трения для сплошных участков горных пород (огибающая Мора), и законом сухого трения для уже существующих, но частично залеченных разрывов и трешин (линия, выходящая из начала координат).

Таким образом, за отправную точку в развиваемом метоле расчета взят средний участок диаграммы Мора на рис. 3.11, где обе предельные линии, которые будем для краткости называть линиями внутреннего и минимального сухого (поверхностного) трения, параллельны. Согласно (3.29), величина прочности τ_s вдоль различно ориентированных плоскостей сколов может принимать различные значения, не превышая величины предельного сцепления τ_f Вероятно, значение τ_f может быть разным для разных типов земной коры и должно зависеть от истории тектонического развития исследуемого участка и его современного структурно-тектонического состояния. В любом случае значение τ_f для массивов горных пород должно быть меньше величины максимального сцепления, полученного при разрушении образцов горных пород (1 кбар). Следует заметить, что значение коэффициента поверхностного трения, действующего на площадках скалывания в массивах горных пород, также может отличаться от значений, полученных в экспериментах над образцами ($k_s = 0.85$; $k_s = 0.6$).

3.5.2. Круговая диаграмма Мора и области допустимого положения трещин хрупкого скола

Представление напряжений на разрывах на круговой диаграмме Мора. Используя предельное условие (3.29), оценим возможность решения задачи, которую мы сформулировали в начале раздела 3.5. Для этого изобразим на диаграмме Мора области, для которых возможна активизация сколовых трещин при вариации сцепления на ее бортах $0 \le \tau'_s \le \tau_f$ (*i* – порядковый номер трещин в однородной выборке). На рис. 3.12 видно, что размер и вид области допустимых решений (допустимой ориентации активизирующихся сколов) зависит не только от наклона предельных линий, определяющих диапазон возможных условий на разрыве, но и от вида напряженного состояния (значений коэффициента Лоде–Надаи). Заметим, что центр круга Мора (точка *O* на рис. 3.12) будет соответствовать значению сжимающего эффективного нормального напряжения, действующего на площадках максимальных касательных напряжений, которое согласно выражениям (1.21) и (1.25) может быть представлено в виде:

$$\sigma_0^* = -\left(p^* + \frac{\mu_\sigma}{3}\tau\right) \quad \text{при } p^* = p - p_{fl}, \qquad (3.30)$$

где *p*^{*} — эффективное давление (тектоническое давление за вычетом порового давления флюидов).

Одноосное напряженное состояние. Чтобы оценить влияние величин напряжений на характер распределения площадок скалывания, проведем анализ круговой диаграммы Мора, представленной на рис. 3.12. Это проще осуществить для случая, когда тип тензора напряжений представляет собой одноосное сжатие или одноосное растяжение. В этом случае точки, характеризующие напряжения на наклонных площадках, лежат на большом круге Мора. Согласно (1.21) и (1.25), касательные ($\tau_n = \sigma_{nl}$) и нормальные (σ_{nn}^{*}) напряжения (t – вектор, определяющий направление действия касательных напряжений на плоскости с нормалью в виде вектора n), действующие на наклонных плоскостях, определяются согласно выражениям

$$\tau_n - \tau \sin 2\alpha; \quad \sigma_{nn}^* = -p^* + (\cos 2\alpha - \frac{\mu_\sigma}{3})\tau, \tag{3.31}$$

где *α* – угол между осью σ₁ и нормалью *n* к плоскости трещины.

Полагаем, что в случае сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений нам известна ориентация плоскости разрыва в очаге и направление подвижки так же, как это имеет место при реконструкции по геологическим данным о сколовых трещинах. (К вопросу о том, как можно определить эту плоскость, мы вернемся чугь позже.) Будем считать, что в результате нагружения участка земной коры напряжения достигли предельных значений, когда становится возможной образование новых разрывов в ранее не нарушенных участках горных пород. В этом случае становится возможной активизация всего спектра ориентировок трещин, попадающих в

(2.24)



Рис. 3.12. Круговая диаграмма Мора и линии минимального сопротивления сухого трения на существующих разломах (пунктир) и предела внутренней прочности (сплошная линия) для общего случая напряженного состояния

Темно-серым цветом закрашена область допустимого положения площадок скалывания при вариации сцепления $0 \leq \tau'_s \leq \tau_r$ светло-серым – другие области возможных состояний на произвольных площадках

полосу, ограниченную снизу на рис. 3.13 линией минимального сопротивления сухого трения, а сверху — линией предела внутренней прочности горных пород (дута *AC*). Положим, что нам удалось зафиксировать положение площалок сколов, нормали которых имеют минимальное и максимальное отклонение от направления действия оси девиаторного сжатия (точки *A* и *C* на рис. 3.13).

Будем считать, что нам неизвестны реально существующие механические характеристики массивов горных пород, т.е. характеристики, отвечающие масштабу осреднения, соответствующего длине активизирующихся разрывов. Будем также полагать, что в результате применения алгоритма метода катакластического анализа к указанной совокупности сколов была определена ориентация главных осей напряжений и значение коэффициента Лоде—Надаи (первый этап расчета). Задача состоит в расчете величин τ и p^* ; и определении коэффициента поверхностного трения среды k_s по данным об углах наклона плоскостей сколов по отношению к реконструированным на первом этапе главным осям тензора напряжений. Согласно высказанному выше предположению, линию, проходящую через крайние на диаграмме Мора точки *A* и *C* (см. рис. 3.13), следует принять в качестве линии минимального сопротивления сухого трения существующих трещин. Используя (3.31), предельное условие сопротивления трения для разрывов (3.29), соответствующих этим точкам, можно записать в следующем виде:

$$\tau \sin 2\alpha_i + k_s \left[-p^* + \tau \left(\cos 2\alpha_i - \frac{\mu_\sigma}{3} \right) \right] = 0 \quad \text{ири } i = A, C.$$
(3.32)

Откуда следует

$$k_s = \frac{\sin 2\alpha_C - \sin 2\alpha_A}{\cos 2\alpha_A - \cos 2\alpha_C}, \quad \frac{p^*}{\tau} = \frac{\sin 2(\alpha_C - \alpha_A)}{\sin 2\alpha_C - \sin 2\alpha_A} - \frac{\mu_\sigma}{3}.$$
(3.33)

Первое выражение в (3.33) можно использовать для определения коэффициента поверхностного трения, которое в рамках представляемого здесь подхода равно коэффициенту внутреннего трения. Поскольку

$$2\alpha_{A} = 2\alpha_{B} - \Delta\alpha, \quad 2\alpha_{C} = 2\alpha_{B} + \Delta\alpha \quad \forall \quad \alpha_{B} = (\alpha_{A} + \alpha_{C})/2, \tag{3.34}$$

Рис. 3.13. Диаграмма Мора для случая одноосного напряженного состояния.

 $\varphi_s -$ угол внутреннего и поверхностного трения, $\alpha_B \approx \alpha_f = \alpha_s -$ угол между осью алгебраически максимального главного напряжения и нормалью к плоскости внутреннего трения. Пояснения в тексте



то второе выражение в (3.33) можно переписать в более компактной форме:

$$\frac{p^*}{\tau} = \frac{\sqrt{1 + k_s^2}}{k_s} \left(\cos \Delta \alpha - \frac{\mu_\sigma}{3} \right) \quad \text{при} \qquad k_s = \text{tg } \varphi_s = \text{ctg2}\alpha_B. \tag{3.35}$$

Здесь $\varphi_s = \varphi_f = 90 - 2\alpha_B -$ угол поверхностного (внутреннего) трения. Запишем теперь предельное состояние для точки *B* (точка касания линии прочности хрупкого разрушения с кругом Мора)

$$\tau \sin 2\alpha_B + k_s \left[-p^* + \tau \left(\cos 2\alpha_B - \frac{\mu_\sigma}{3} \right) \right] = \tau_f.$$
(3.36)

Точке *В* на диаграмме Мора, в соответствии с принятым предположением равенства коэффициентов поверхностного и внутреннего трения, отвечают как предел внутренней прочности для вновь создаваемых трещин, так и предельное сопротивление сухого трения на уже существующих разломах, прочность сцепления которых восстановилась до значения внутреннего сцепления τ_c ненарушенных участков.

Выражение (3.36) вместе с (3.35) дает возможность определения величин параметров тензора напряжений

$$\tau = \frac{\sin 2\alpha_B}{1 - \cos \Delta \alpha} \tau_f, \quad p^* = \frac{\cos \Delta \alpha - \frac{\mu_\sigma}{3} \cos 2\alpha_B}{(1 - \cos \Delta \alpha)k_s} \tau_f. \tag{3.37}$$

Таким образом, в рассматриваемом случае одноосного напряженного состояния данных об ориентировке двух плоскостей сколов, наиболее сильно отклоняющихся друг от друга, достаточно как для определения коэффициентов поверхностного и внутреннего трения горных пород, так и для оценки относительных величин (с точностью до неизвестного значения внутреннего сцепления) максимального касательного напряжения и всестороннего эффективного давления.

Диапазон активизации разрывов на диаграмме Мора. Если положить в выражениях (3.37) коэффициент $k_s = 0,5$ ($\varphi_s = 26.6^\circ, \alpha_s = \alpha_B = 31.7^\circ$), то напряженному состоянию, лля которого отсутствуют площадки с растягивающими напряжениями ($\sigma_1^* = \sigma_2^* = 0$),



Рис. 3.14. Диаграмма Мора для двух разных по интенсивности напряженных состояний ($\Delta \alpha_1 \ge \Delta \alpha_2$). Пояснения см. в тексте

будет отвечать минимальная величина $\tau = 1.61\tau_{\rho}$ Для этих значений величина угла максимального разброса точек на диаграмме Мора определится, как $2\Delta\alpha = 2(90^{\circ} - \phi_s) = 126.8^{\circ}$. В то же время при угле "створа" $2\Delta\alpha = 30^{\circ}$ и $2\Delta\alpha = 40^{\circ}$ из (3.37) находим, что этому разбросу плоскостей активизирующихся трещин отвечают максимальные касательные напряжения; соответственно $\tau = 14.9\tau_{\rho}$; $\tau = 26.3\tau_{\rho}$

Величина $\Lambda \alpha$, равная половине угла "створа" (половине дуги AC) на диаграмме Мора, определяет угол при вершине конуса, внутри которого находятся нормали к активизирующимся площадкам скола. Биссектриса угла при вершине этого конуса совпадает с нормалыю к площадке скола с предельными значениями прочности (линия *OB*). В самом общем случае типа тензора напряжений зависимость угла $\Lambda \alpha$ от положения центра круга Мора вдоль горизонтальной оси может быть представлена в следующем виде:

$$\cos\Delta\alpha = 1 - \frac{\tau_f}{\tau_f - k_s \sigma_0^*} \quad \text{при} \quad \sigma_1^* \le 0.$$
(3.38)

Как следует из (3.38), с увеличением модуля напряжений σ_0^* происходит сужение угла разброса площадок скалывания относительно положения площадки, отвечающей углу внутреннего трения φ_c (рис. 3.14).

Полученные выражения показывают, что предположение о близости коэффициентов поверхностного и внутреннего трения позволяет на основе той информации, которая обычно имеется после первого этапа реконструкции напряженного состояния участков земной коры (на основе данных об ориентации осей главных напряжений, коэффициента Лоде—Надаи и, что самое главное, данных об однородных выборках СКДТ, отвечающих однородному этапу деформирования исследуемого объема), определить относительные значения важнейших параметров структурно-динамического состояния массивов горных пород.

3.5.3. Определение относительных значений *p*^{*} и т

Редуцированные напряжения. Выстроим алгоритм расчета для общего случая напряженного состояния в предположении возможности формирования сколовых трещин произвольной ориентации в соответствии с критерием (3.29). Будем считать, что выборка данных о совокупностях очагов землетрясений (сколовых тре-

щин), на основе которой на первом этапе выполнены расчеты ориентации главных напряжений и значения коэффициента Лоде—Надаи, достаточно представительна и содержит определения плоскостей сколов (механизмов очагов) для всего спектра их ориентации, встречающейся в исследуемом объеме среды, куда входят и трещины с величиной поверхностного сцепления $\tau_s = 0$. Случай реконструкции по сейсмологическим данным о механизмах очагов, когда нам неизвестна истинная плоскость разлома, будет рассматриваться ниже. Будем формулировать нашу задачу так же, как это было сделано для одноосного напряженного состояния, сделав вначале предположение о том, что значение коэффициента поверхностного трения нам известно. В этом случае для проведения линии минимальной прочности следует выбрать точку на диаграмме Мора, характеризующую напряженное состояние на поверхности одного из сколов, для которой длина перпендикуляра, проведенного из центра круга, будет минимальной (точка *K* на рис. 3.12).

Согласно (1.21) и (1.25), величины напряжений на поверхности трещин можно представить как

$$\sigma'_{nn} = -(p + \tau \mu_{\sigma} / 3) + \tau \tilde{\sigma}'_{nn}; \quad \tau'_{n} = \tau \tilde{\tau}'_{n}, \tag{3.39}$$

где $\tilde{\tau}_n^i = \tilde{\sigma}_n^i$ и $\tilde{\sigma}_{nn}^i$ – редуцированные напряжения и

$$\tilde{\sigma}_{nj}^{i} = (1 - \mu_{\sigma}) l_{1n}^{i} l_{1j}^{i} - (1 + \mu_{\sigma}) l_{3n}^{j} l_{3j}^{i} + \delta_{nj} \mu_{\sigma}, \quad j = n, t,$$
(3.40)

в которых l_{kn}^{i} и l_{kl}^{i} — направляющие косинусы соответственно вектора нормали **n** к плоскости скола с номером *i* из однородной выборки и вектора действия максимальных касательных напряжений **t** на этой плоскости в системе координат, связанной с главными осями напряжений (k = 1, 2, 3). Здесь и далее верхний индекс при напряжениях идентифицирует точку на диаграмме Мора.

Введенное определение редуцированных напряжений очень важно, так как позволяет для однородных выборок СКДТ, не имея данных о величинах давления и максимального касательного напряжения, строить диаграммы Мора, характеризующие предельные состояния на поверхностях разрывов сплошности.

Расчет относительных величин эффективного давления и максимального касательного напряжения. Используя выражения (3.29) и (3.39), можно определить отношение величины всестороннего давления к модулю максимального касательного напряжения. С этой целью сколовой трещине с минимальной длиной перпендикуляра, проведенного из центра круга (точка *K* на рис. 3.12), присвоим минимально возможное значение поверхностного сцепления, т.е. $\tau_s^{K} = 0$:

$$\frac{p^*}{\tau} = \frac{1}{k_s} \left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K \right) - \mu_\sigma / 3.$$
(3.41)

Для точки *B*, в которой линия максимальной прочности горных пород (предел внутреннего трения) касается круга Мора, верно предельное соотношение (3.29), записанное для максимального значения сцепления $\tau_s^B = \tau_f$ На его основе с использованием (3.39) и (3.41) получим:

$$\mathbf{\tau} = \frac{\tau_f}{\cos ec2\alpha_s - \left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K\right)}; \quad p^* = \frac{\tau_f \left[\left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K\right) - k_s \mu_\sigma / 3 \right]}{k_s \left[\cos ec2\alpha_s - \left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K\right) \right]}, \quad (3.42)$$

где
$$\alpha_s = \frac{1}{2} \arctan \frac{1}{k_s}$$
.

Выражения (3.42) позволяют по результатам первого этапа расчета и данным о значениях коэффициента поверхностного трения рассчитывать относительные значения эффективного давления p^*/τ_f и модуля максимального касательного напряжения τ/τ_f . В случае использования при реконструкции сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений неизвестной является также и плоскость, реализованная в очаге землетрясения (одна из двух нодальных плоскостей). Ниже будет предложен критерий определения плоскости в очаге землетрясения, непосредственно следующий из условия Кулона (3.29) и соответствующий энергетическому подходу, развиваемому в методе катакластического анализа сколовых трещин.

Следует отметить, что при построении алгоритма расчета было введено предположение об определяющей роли полной величины касательного напряжения $\tau_n = \sigma_{nn}$, действующего на плоскости активизирующейся трещины скола, а не касательного напряжения, действовавшего в направлении вектора скольжения σ_{ns} . Именно полные касательные напряжения, действующие на плоскости разрыва, отвечают за преодоление трения (разрушение выступов шероховатости бортов трещин, препятствующих движению). Отклонение направления скольжения вдоль плоскости разрыва от направления действия касательных напряжений при дальнейшем смещении его бортов, возможно, связано с анизотропией в полосе хрупкого разрушения (существование помимо мелкой шероховатости крупной, ориентированной шероховатости гофрирования плоскости разрыва) или с кинематическими ограничениями, обусловленными разрывной структурой среды (подсечки другими разломами).

На рис. 3.15 представлена сводная диаграмма относительных значений модуля максимальных напряжений и эффективного давления, рассчитанных в ходе выполнения второго этапа реконструкции для земной коры Южных Курил и Японии (результаты расчета представлены в главе 4). Выполненный расчет показал наличие зависимости отношения p^*/τ от вида напряженного состояния. На рис. 3.15 точки,



Рис. 3.15. Зависимость относительных значений модуля максимального касательного напряжения τ/τ_{f} от всестороннего эффективного давления p^*/τ_{f} и от коэффициента вида тензора напряжений μ_{σ} (по данным второго этапа расчета напряжений лля земной коры Южных Курил и Японии)



Рис. 3.16. Зависимость величины $\gamma = \arctan \tau/p$ от эффективного давления и коэффициента вида тензора напряжений для земной коры Южных Курил и Японии (*a*) и афтершоков Нордриджского землетрясения (б)

отвечающие напряженным состояниям, близким к одноосному сжатию ($\mu_{\sigma} > +0.5$) и одноосному растяжению ($\mu_{\sigma} > -0.5$), ограничивают облако точек соответственно сверху и снизу. Средние значения отношения p^*/τ при больших значениях эффективного давления равны примерно 2.5, 2.1 и 1.9 соответственно для μ_{σ} , равного – 1, 0, +1. При малых величинах давления это отношение близко к 0.9.

На рис. 3.16 показана зависимость отношения p^*/τ в виде угла $\gamma = \arctan(p^*/\tau)$ от относительной величины эффективного давления и вида тензора напряжений для земной коры Южных Курил и Японии и для афтершоковой области сильного Нордриджского землетрясения, произошедшего в 1994 г. в Южной Калифорнии (см. главу 4). Зависимость γ от p^*/τ_f нелинейная, траектория облака точек постепенно выполаживается по мере увеличения всестороннего давления. Характерным здесь является расширение разброса значений при увеличении эффективного давления.

3.5.4. Выделение плоскости разрыва в очаге землетрясения

Необходимым условием использования полученных выше выражений (3.42) является знание ориентации плоскости разрыва. При реконструкции напряжений по сейсмологическим данным две нодальные плоскости (для механизма очага в виде двойного диполя) представляют собой два варианта положения такой плоскости. Только для землетрясений, очаг которых вышел на поверхность, или для достаточно сильных землетрясений, в афтершоковой области которых производились специальные сейсмологические наблюдения, имеются данные о положении плоскости разрыва сплошности среды. Нами предлагается новый критерий выделения реализованной плоскости.

Данные первого этапа расчета напряжений. Приведем пример решения проблемы идентификации в качестве плоскости разлома одной из нодальных плоскостей, используя для этого данные каталога механизмов очагов землетрясений японской сейсмологической службы за период с 04.01.1996 г. по 04.05.2002 г. с магнитудами $M_{w} \ge 2.8$ (общее число землетрясений 4728) для земной коры и верхней части (до глубин 100 км) погружающегося слэба Южных Курил и Японии (125° -150°в.д. и 23°-40° с.ш.).

В главе 4 изложены результаты первого этапа реконструкции для данного региона. Здесь мы будем использовать их для объяснения метода идентификации плоскости, реализованной в очаге землетрясения, без анализа самих данных. В результате первого этапа расчета для исследуемого региона было выделено 149 пространственных объемов по признаку квазиоднородности их напряженного состояния. Поскольку алгоритм реализации метода катакластического анализа предусматривал реконструкцию в режиме мониторинга напряжений, то каждый из выделенных объемов сканировался во времени. В результате сканирования были определены временные интервалы квазиоднородного деформирования и созданы 1399 однородных выборок механизмов очагов землетрясений, для которых рассчитывались параметры тензора напряжений. Каждый из 1399 квазиоднородных пространственно-временных объемов содержал от 8 до 18 механизмов очагов землетрясений (каждое событие могло участвовать в формировании однородных выборок двух и более соседних объемов, близких по параметрам напряженных состояний).

Суммарная диаграмма Мора. Используя гипотезы о постоянстве коэффициента поверхностного трения и определяющем влиянии полного вектора касательных напряжений на плоскости трещины скола на ее активизацию или образование, построим диаграмму Мора в редуцированных напряжениях, суммирующую все данные о соотношении нормальных и касательных напряжений на обеих нодальных плоскостях (*n* и *s* – векторы нормалей к нодальным плоскостям) землетрясений исследуемого сейсмоактивного участка земной коры. Это означает, что на диаграмме касательные – нормальные напряжения круги Мора, соответствующие каждому объему с однородным напряженным состоянием (каждой выборке событий), надо сначала сдвинуть вдоль оси нормальных напряжений на расстояние, равное $p^* + \tau \mu_{\sigma}/3$, так, чтобы их центры совместились с началом координат, а затем нормировать на величину модуля касательных напряжений (см. выражения (3.30), (3.39) и (3.40)).

Подобным образом была получена сводная диаграмма, представленная на рис. 3.17, где по вертикали откладывались значения редуцированных касательных, а по горизонтали редуцированных нормальных девиаторных напряжений, действующих на соответствующих нодальных плоскостях с нормалями $n(\tilde{\tau}_{n}^{i} \cup \tilde{\sigma}_{nn}^{i})$ на рис. 3.17, *a*) и $s(\tilde{\tau}_{s}^{i} \cup \tilde{\sigma}_{nn}^{i})$ в силу определенного произвола именования нодальных плоскостей их индексация осуществлялась с использованием условия $|\tilde{\sigma}_{nn}^{i}| \ge |\tilde{\sigma}_{nn}^{i}|$.

158

Критерий выбора плоскости в очаге. Из данных, представленных на рис. 3.17, можно заметить, что точки, характеризующие напряженное состояние на нодальных плоскостях, распадаются на два облака, накладывающиеся друг на друга вблизи вертикальной оси диаграммы. При этом нижние границы областей максимальной скученности точек имеют противоположные углы наклона к горизонтальной оси. Поскольку основная масса землетрясений произошла на глубинах более 3 км, то можно с большой уверенностью предположить, что напряжения, нормальные к плоскости очага землетрясения, были сжимающими и, следовательно, круги Мора всех возможных состояний должны располагаться правее вертикальной оси диаграммы Мора (см. рис. 3.12). Тогда совершенно ясно, что точки в правой части диаграммы для нодальной плоскости с нормалью в могут удовлетворять критерию Кулона только в случае достаточно высоких значений касательных напряжений (точки в верхней части диаграммы рис. 3.17, б). В противном случае для таких напряженных состояний линия минимального сухого трения должна была бы пересечь горизонтальную ось, что предопределяет наличие наклонных площадок с растягивающими нормальными напряжениями.

Указанные соображения легли в основу нового критерия выбора реализованной плоскости. Будем считать, что разрыв в очаге землетрясения соответствует нодальной плоскости с нормалью *n*, для которой выполняется соотношение

$$\left(\tilde{\tau}_{n}^{i}+k_{x}\tilde{\sigma}_{nn}^{i}\right)-\left(\tilde{\tau}_{x}^{i}+k_{x}\tilde{\sigma}_{xx}^{i}\right)>0.$$
(3.43)

Согласно (3.43), нодальные плоскости, доставляющие точки в левую верхнюю часть суммарной диаграммы Мора, являются более предпочтительными при выборе в качестве плоскости разрыва, реализованной в очаге землетрясения. В случае, когда нодальные плоскости близки к плоскостям действия максимальных касательных напряжений, критерий (3.43) работает формально, т.к. точки этих нодальных плоскостей на диаграмме Мора располагаются вблизи вертикальной оси.

Критерий (3.43) фактически предопределяет выбор в качестве реализованной плоскости в очаге той, которой будет отвечать большее значение сцепления τ_s^t . Как будет показано далее, это означает, что величина сбрасываемых напряжений для выбранной плоскости также будет большей.



Рис. 3.17. Сводная диаграмма Мора землетрясений земной коры Японского архипелага лля нодальных плоскостей с нормалью n (a) и нормалью s (δ)

Критерии С. Л. Юнги и О. И. Гущенко. Отметим, что в ряде работ по восстановлению ориентации главных осей тензора напряжений на основе сейсмологических данных также предлагались различные алгоритмы идентификации плоскости разрыва. Так, в работах [Никитин, Юнга, 1977; Gephard, Forsyth, 1984] предлагалось в качестве разлома выбирать ту из нодальных плоскостей, для которой проекция касательного напряжения на направление предполагаемого вектора скольжения максимальна (для нодальной плоскости с нормалью *n* это вектор скольжения вектор *s*, а для нодальной плоскости с нормалью *s* вектор скольжения вектор *n*). Фактически это означает, что выбирается та плоскость, для которой величина разности касательного напряжения, действующего на ней, и компоненты касательного напряжения в направлении скольжения

$$\Delta_n^i = \tilde{\tau}_n^i - \tilde{\sigma}_{ns}^i, \quad \Delta_s^i = \tilde{\tau}_s^i - \tilde{\sigma}_{ns}^i \tag{3.44}$$

имеет меньшее значение.

В рамках кинематического метода [Гущенко, Кузнецов, 1979] критерием выбора реализованной плоскости из однородной выборки служит выражение

$$l_{1j}^{i} l_{3j}^{i} l_{1m}^{i} l_{3m}^{j} > 0, \ j = n, \ s,$$
(3.45)

где l_{kn}^i и l_{ks}^i — направляющие косинусы векторов нормалей **n** и s к нодальным плоскостям, а l_{km}^i — направляющие косинусы вектора **m**, лежащего в плоскости скола и ортогонального вектору скольжения s, в системе координат, связанной с главными осями искомого тензора напряжений (k = 1, 3).

На рис. 3.18 на диаграммах Мора показаны распределения точек для реализованной плоскости в очаге при использовании критериев Юнги– Гефарта и О.И. Гущенко. Видно, что эти критерии приводят к выбору плоскостей, точки которых распределены по всей площади большого круга, а часть землетрясений с большими магнитудами $M_w > 5$ попадает даже в центральную область диаграмм.



Рис. 3.18. Сводная диаграмма землетрясений земной коры Японского архипелага для реализованных нодальных плоскостей, выбранных в соответствии с критериями Юнги--Гефарта (*a*) и Гущенко (*б*)

Таблица З. І.

$i \mu_{\sigma} \sigma_{nn}^{i}$		$\sigma_{ss}^{i} = \tilde{\sigma}_{ns}^{i}$	τ'n	τ ⁱ s	Критерий Юнги – Гефарда (3.44)		Критерий О.И.Гущенко (3.45)		Критерий (3.43)		
							Δ_{n}^{i}	Δ_{s}^{i}	$l_{n1}^{i}l_{n3}^{i}l_{m1}^{i}l_{m3}^{i}$	$\vec{l}_{s1}\vec{l}_{s3}\vec{l}_{m1}\vec{l}_{m3}$	
1	-0.04	0.08	0.04	0.90	0.90	0.99	0.00	0.09	-0.42	0.35	-0.07
2	-0.04	0.16	-0.12	0.99	0.99	0.99	0.00	0.00	0.01	-0.01	0.14
3	-0.04	0.42	-0.93	0.16	0.52	0.31	0.36	0.15	-0.18	0.04	0.88
4	-0.04	0.32	-0.29	0.95	0.95	0.95	0.00	0.00	0.00	0.00	0.30
5	-0.04	0.46	-0.42	0.88	0.88	0.90	0.00	0.02	-0.06	0.06	0.42
6	-0.04	0.10	-0.07	1.00	1.00	1.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.09
7	0.04	0.46	-0.43	0.88	0.88	0.90	0.00	0.02	-0.08	0.08	0.42
8	-0.04	0.24	-0.22	0.94	0.94	0.97	0.00	0.03	-0.14	0.13	0.20
9	-0.04	0.13	-0.08	0.65	0.99	0.65	0.34	0.00	0.60	-1.41	0.45
10	-0.04	0.91	0.94	0.22	0.34	0.28	0.12	0.06	-0.05	0.04	0.98
11	-0.04	0.91	-0.94	0.22	0.34	0.28	0.12	0.06	-0.05	0.04	0.98
1	0.62	0.26	-0.71	0.76	0.76	0.86	0.00	0.10	-0.48	0.33	0.39
2	0.62	0.26	-0.71	0.76	0.76	0.86	0.00	0.10	-0.48	0.33	0.39
3	0.62	0.28	-0.77	0.80	0.82	0.80	0.02	0.00	0.12	-0.13	0.54
4	0.62	0.28	-0.74	0.57	0.58	0.84	0.01	0.27	-1.04	0.40	0.25
5	0.62	0.12	0.66	0.84	0.84	0.87	0.00	0.03	-0.18	0.17	0.37
6	0.62	0.25	-1.02	0.49	0.49	0.52	0.00	0.03	-0.09	0.03	0.60
7	0.62	0.31	-0.72	0.70	0.70	0.86	0.00	0.16	-0.68	0.45	0.35
8	0.62	-0.02	-0.43	0.96	0.96	0.96	0.00	0.00	-0.03	0.03	0.20
9	0.62	0.29	-0.83	0.74	0.75	0.76	0.01	0.02	-0.13	0.13	0.54
1	-0.59	0.45	0.06	0.89	0.94	0.89	0.05	0.00	0.3	-0.38	0.25
2	-0.59	0.61	-0.13	0.88	0.88	0.90	0.00	0.02	-0.14	0.13	0.34
3	-0.59	0.69	0.25	0.85	0.85	0.87	0.00	0.02	-0.08	0.08	0.46
4	-0.59	0.80	-0.33	0.59	0.79	0.59	0.20	0.00	-0.81	0.38	0.77
5	-0.59	0.44	0.11	0.91	0.97	0.92	0.06	0.01	0.20	-0.22	0.33
6	-0.59	0.26	0.09	0.98	0.99	0.99	0.01	0.01	0.04	-0.04	0.08
7	-0.59	0.47	0.12	0.86	0.91	0.86	0.05	0.00	0.25	-0.32	0.23
8	-0.59	0.29	0.16	0.92	0.92	0.98	0.00	0.06	0.32	0.40	0.01
9	0.59	0.32	0.1	0.94	0.94	0.98	0.00	0.04	-0.30	0.26	0.07
10	-0.59	0.31	0.23	0.93	0.93	0.94	0.00	0.01	-0.08	0.08	0.03
11	-0.59	0.42	0.13	0.91	0.92	0.92	0.01	0.01	0.00	0.00	0.14
12	0.59	0.84	-0.31	0.74	0.74	0.76	0.00	0.02	0.06	-0.06	0.55
						1		COLUMN AND A DESCRIPTION OF	Contraction of a factor of the		

Результаты идентификации	реализованной	плоскости в очаге	землетрясения	согласно
разным критериям для трех	однородных вы	борок механизмов	очагов землетр	ясений

В табл. 3.1 в качестве примера приведены данные для трех однородных выборок, характеризующих три объема с различными значениями коэффициента Лоде – Надаи. Затемненные ячейки таблицы соответствуют нодальным плоскостям, которые будут выбраны согласно критериям Юнги–Гефарда и Гущенко соответственно. В последней колонке таблицы затемненные ячейки определяют выбранную согласно критерию (3.43) плоскость в очаге землетрясения с нормалью *n*, светлые ячейки – с нормалью *s*.

Здесь следует отметить, что при использовании критерия (3.43) в более чем 80% случаев выбор падает на плоскость, на которой действуют меньшие сжимающие на-

пряжения. Как видно из данных таблицы, критерий (3.44) дает результаты более близкие к предлагаемому критерию, чем критерий (3.45), хотя различия в выборе не достигают 30%. В большом числе случаев критерий (3.44) трудно реализовать из-за близких значений Δ_{i}^{i} .

Примеры использования критерия (3.43). Примем в качестве начального приближения значение коэффициента поверхностного трения $k_s = 0.6$ (значение получено Дж. Байерли [Byerlee, 1978] в опытах над образцами при высоких давлениях) и проверим данные, представленные на рис. 3.17, на предмет выполнения критерия (3.43). Далее в соответствии с предложенным выше алгоритмом создадим суммарную диаграмму Мора на основе всей совокупности однородных выборок механизмов очагов землетрясений. На рис. 3.19 показана суммарная диаграмма Мора для тех же очагов землетрясений, что и на рис. 3.18, но с использованием критерия выбора плоскости в очаге в виде выражения (3.43). Здесь следует, прежде всего, отметить компактность расположения данных о векторах напряжений в очаговых плоскостях в левой верхней части диаграммы Мора. Другим важным моментом является группируемость точек, относящихся к сравнительно сильным землетрясениям ($M_w \ge 6$), вблизи большого круга Мора, что определяет их как события, в очагах которых проиходило формирование новых плоскостей разрывов.

В качестве примера применения критерия (3.43) рассмотрим выбор плоскости очага для землетрясения $M_b = 7.4$, произошедшего вблизи о. Шикотан 04.10.1994 г. (координаты — 147.33° в.д., 43.71° с.ш., глубина 33 км). Расчеты, выполненные на основе *СМТ*-решений, полученных с *WEB*-узла Гарвардского университета, позволили осуществить мониторинг области в окрестности очага землетрясения до и после его возникновения. Эти результаты представлены в табл. 3.2. Наилучшее приближение *СМТ*-решения для анализируемого землетрясения определяет положение полюсов двух нодальных плоскостей с азимутами и углами погружения соответственно для n - 68° и 49° и для s - 320° и 16° (механизм очага в виде двойного диполя представлен на рис. 3.20).

Как видно из данных табл. 3.2, за несколько лет до катастрофического землетрясения (а именно с 1989 г.) ориентация главных осей тензора макронапряжений стабилизировалась. Значение коэффициента Лоде–Надаи за весь период мониторинга изменялось в диапазоне от 0.07 до 0.18 и непосредственно перед землетрясением составляло 0.08. Расчеты согласно выражениям (3.40) позволяют получить значения редуцированных напряжений для обеих нодальных плоскостей: $\tilde{\sigma}_{nn} = 0.585$, $\tilde{\sigma}_{ss} = 0.645$, $\tilde{\tau}_{n} = 0.731$, $\tilde{\tau}_{s} = 0.764$.



Рис. 3.19. Сводная диаграмма землетрясений земной коры Японского архипелага для нодальных плоскостей, выделенных в качестве очаговых согласно критерию (3.43)

Таблица 3.2

Дата	Азимут σ ₁	Погружение σ_1	Азимут оз	Погружение σ3
04.1983	316.4	64.8	129.4	22.1
08.1983	345.9	65.2	121.7	17.9
03.1985	316.4	64.8	129.4	22.1
03.1985	315.6	73.1	127.8	16.7
03.1985	304.5	68.5	129.3	21.5
06.1987	345.9	65.2	136.1	21.9
03.1988	345.9	65.2	136.1	21.9
12.1988	345.9	65.2	136.1	21.9
08.1989	14.1	65.2	119.7	7.1
12.1989	14.1	65.2	119.7	7.1
07.1990	17.8	71.1	131.5	7.9
07.1991	17.8	71.1	131.5	7.9
07.1992	17.8	71.1	131.5	7.9
11.1993	17.8	71.1	131.5	7.9
10.1994	316.4	64.8	129.2	25.1
11.1994	360	60	129.4	22.1
12.1994	360	60	129.4	22.1

Результаты мониторинга напряжений для объема с центром 147.50в.д. и 43.50с.ш.

Далее, используя критерий (3.43), находим, что в качестве плоскости в очаге землетрясения следует принять плоскость, простирание которой равно 68°, погружение — 49°, подвижка — 25° (rake). На рис. 3.20 это более пологая плоскость с северо-западным простиранием и типом движения: взброс на северо-восток с левосторонней компонентой сдвига на юго-запад. Простирание очаговой плоскости является поперечным к простиранию субдукционного желоба.

На рис. 3.21 представлена карта тектонических структур указанного района [Балакина, 1995, 2000], на которой выделяются поперечные взбросовые разломы, идентифицируемые с простиранием плоскости, выделенной на рис. 3.20. Полученный результат совпадает с определением очаговой плоскости, выполненным в работе [Арефьев, Делуи, 1998] на основе анализа афтершоковых послеловательностей в области вблизи очага катастрофического землетрясения. Авторы работы полагают, что в данном месте существует искривление зоны контакта океанической и континентальной плит, что и спровоцировало такой тип разрушения. В рамках выполненного

Рис. 3.20. Механизм очага катастрофического землетрясения вблизи о. Шикотан с выделенной в соответствии с критерием (3.43) плоскостью очага и направлением подвижки (нижняя полусфера)





Рис. 3.21. Схема геологического строения южной части Курило-Камчатской сейсмогенной зоны (по: [Балакина, 1995, 2000])

1-оси подводных хребтов Витязя и Хидака-Фронтального: 2- оси других подводных хребтов; 3- ось глубоководного желоба; 4 - простирающиеся вдоль дуги крупные взбросы, обусловившие крупнейшие землетрясения и их сильнейшие форшоки и афтершоки, надежно установленные по механизму очагов (штрихи показывают падение взбросов); 5 - то же, предположительно для землетрясений 1780–1918 гг.; 6 – секущие дугу взбросы и сбросо-сдвиги, ограничивающие крупные продольные очаги: а – надежно установленные; б – установленные менее уверенно; 7 - основные сейсмогенные подзоны, генерирующие землетрясения с *M_e* > 8; *8* - контур глубоководной впадины Охотского моря; 9 - предполагаемое местоположение очага землетрясения 04.10.1994 г.; 10 - эпицентр сильнейшего афтершока 09.10.1994 г. по данным ССДД ГС РАН

выше анализа выбор указанной плоскости связан с большей эффективностью разрядки накопленной внутренней энергии.

Другим примером использования критерия (3.43) является анализ субочагов Спитакского катастрофического землетрясения с M = 6.9 (по Рихтеру), произошедшего 07.12.1988 г. В табл. 3.3 приведены параметры субочагов и основного толчка (*F*). Механизм очага отличался от двойного диполя и имел коэффициент вида тензора момента центроида, равный 0.33. На рис. 3.22, *а* приведено наилучшее приближение *СМТ*-решения механизмом двойного диполя, а на рис. 3.22, *б* механизмы субочагов (Арефьев, 2003).

Результаты реконструкции позволили для данного района определить ориентацию главных осей тензора напряжений: азимут и угол погружения главного напряжения $\sigma_1 - 252$ и 6°, минимального $\sigma_3 - 157$ и 37°, а коэффициент вида тензора напряжений $\mu_{\alpha} \approx 0.3$. В соответствии с представленным здесь подходом механизмы су-

Таблица 3.3

N	Простирание	Погружение	Подвижка	$M_{_{ m o}}$, 10^{18} нм
F	290	53	118	0.3
1	295	53	118	4.9
2	322	85	150	3.0
3	300	53	115	1.0
4	305	90	175	1.6
5	305	68	115	2.2

Параметры субочагов Спитакского землетрясения [Арефьев, 2003]



Рис. 3.22. Механизм очага Спитакского землетрясения (*a*) и карта разрывов и соответствующих им механизмов субочагов (*б*) (по: [Арефьев, 2002])

Звездочка - эпицентр основного толчка

Таблица 3.4

i	σ ⁱ nn	$\tilde{\sigma}_{\mathbf{g}}^{i}$	τ̃',	τ̃,	Критерий (3.43)
F	-0.260	0.270	0.948	0.180	0.46
	0.261	0.277	0.962	0.182	0.39
2	0.828	0.182	0.522	0.520	0.15
3	-0.263	0.281	0.960	0.183	0.45
4	0.503	0.059	0.760	0.870	0.15
5	0.217	0.296	0.971	0.111	0.79

Редуцированные напряжения и критерий (3.43) для субочагов

бочагов были проанализированы на предмет выделения реализованной в них плоскости. В табл. 3.4 приведены результаты анализа при значении коэффициента поверхностного трения k, ≈ 0.6.

На рис. 3.23 результаты анализа реализованных плоскостей субочагов представлены в виде редуцированных напряжений на диаграмме Мора. Все плоскости, выделенные в качестве реализованных на основании анализа афтершоковых последовательностей [Арефьев, 2003], удовлетворяют критерию (3.43). Видно, что вектора ре-

Рис. 3.23. Анализ реализованных плоскостей в субочагах Спитакского землетрясения на диаграмме Мора.

1 – точки для плоскостей, удовлетворяющих критерию (3.43); 2 – точки для плоскостей, не удовлетворяющих критерию (3.43). F и 3 табл. 3.3 совпадают на рисунке с 1



дуцированных напряжений определяют положение точек вблизи большого круга Mopa, а нодальные плоскости, являющиеся дополнительными к реализованным плоскостям, практически все, кроме 4, тяготеют к центральной части диаграммы, что и определяет невозможность их реализации для данного поля напряжений.

Приведенные примеры показывают, что предлагаемый критерий выделения плоскости, реализованной в очаге землетрясения, работает хорошо, по крайней мере, для сильных землетрясений.

3.6. РАСЧЕТ ВЕЛИЧИН НАПРЯЖЕНИЙ И ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ГОРНЫХ МАССИВОВ

Выше отмечалось, что в результате первого этапа реконструкции удается получить данные только о четырех из шести независимых параметров, определяющих симметричный тензор напряжений. После второго этапа реконструкции определяются относительные величины максимальных касательных напряжений τ/τ_f и эффективного давления p^*/τ_f . В излагаемых в данном разделе подходах будут представлены методы оценки величин напряжений и прочностных параметров среды, которые следует рассматривать как *третий этап* расчета параметров тензора тектонических напряжений.

3.6.1. Метод совместного расчета *р* и *т* по результатам первого этапа реконструкции напряжений

В задачах двумерной теории идеальной пластичности классическими являются решения, позволяющие путем интегрирования вдоль линий скольжения определять величины напряжений, ответственных за процесс пластического течения. В рамках теории фотоупругости [Фрохт, 1948, 1950] широко известен метод интегрирования вдоль траекторий главных нормальных напряжений, позволяющий определять величины главных напряжений. В обоих методах возможность построения алгоритма решения задачи связана с наличием данных об ориентации траекторий главных напряжений (траекторий действия максимальных касательных напряжений в задачах теории пластичности) и величине максимальных касательных напряжений в задачах теории пластичности) и величине максимальных наблюдений. Покатряжения, получаемых фактически, путем инструментальных наблюдений. Покажем возможность использования главной идеи этих подходов на основе данных, полученных после первого этапа реконструкции, т.е. возможность нахождения величин напряжений по полю траекторий главных напряжений и значениям коэффициента Лоде—Надаи [Ребецкий, 1991].

Определяющие уравнения. Пусть для некоторого объема *V* в результате использования методов первого этапа реконструкции тектонических напряжений получены

166





данные об ориентации осей главных напряжений и соотношении величин девиаторных компонент тензора напряжений (коэффициент Лоде—Надаи). Считаем, что число и плотность пространственного распределения этих параметров внутри объема *V* позволяют построить непрерывное поле траекторий осей главных напряжений вплоть до дневной поверхности (рис. 3.24). Полагаем, что в пределах *V* существует конечное число поверхностей, вдоль которых возможно нарушение гладкости построения траекторий главных напряжений. Таким образом, напряжения внутри объсма *V* образуют единое поле, удовлетворяющее уравнениям равновесия.

Используя запись этих уравнений в ортогональной криволинейной системе координат, совпадающей с траекториями главных напряжений, в виде выражений (1.84) [Новожилов, 1948] и подставляя в них выражения для главных напряжений через инвариантные к выбору системы координат параметры *p*, т, µ_α (1.21), получим

$$-\frac{\partial p}{\partial \xi_i} + f_i \frac{\partial \tau}{\partial \xi_i} + \left(\frac{1}{H_k} \frac{\partial H_k}{\partial \xi_i} (f_i - f_k) + \frac{\partial f_i}{\partial \xi_i}\right) \tau + H_i F_i = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$
(3.46)

Здесь H_i — геометрические коэффициенты Ламе, ξ_i — координаты вдоль траекторий главных напряжений, F_i — проекция массовых сил на направления главных осей напряжений в данной точке. Напомним, что в (3.46) следует производить суммирование по k = 1, 2, 3.

В системе из трех дифференциальных уравнений первого порядка (3.46) неизвестными являются только две функции *p* и т, для отыскания которых требуется решить некорректную задачу. Как известно из курса математического анализа [Гурса, 1936], при решении таких переопределенных систем имеется возможность, исключая в (3.46) неизвестные функции, построить *дифференциальное уравнение совместности* или *условие интегрируемости*. Фактической проверкой корректности полученных исходных уравнений типа (3.46) является тождественность выполнения этого уравнения совместности. Будем в дальнейших наших рассуждениях считать, что подобное уравнение совместности можно построить и оно удовлетворяется тождественно.

Реконструкция p и τ на дневной поверхности S. Поскольку исследуемая область V имеет границу, совпадающую с дневной поверхностью земной коры S, на которой, можно считать, отсутствуют касательные нагрузки, то в соответствии с (1.21) единственным известным краевым условием рассматриваемой проблемы является условие

$$-p + f_n \tau = 0, \tag{3.47}$$

где n — индекс главного напряжения, нормального к дневной поверхности. Следствием того, что дневная поверхность S выступает как поверхность действия одного из главных напряжений, является то, что траектории двух других ($i \neq n$) главных напряжений совпадают с этой поверхностью.

Согласно теории дифференциального анализа [Камке, 1966], если условие совместности выполнено, то для односвязной области V система (3.47) разрешима и может удовлетворять граничному условию, заданному на любой поверхности, целиком входящей в область V. Покажем возможность корректного решения поставленной проблемы. Избавимся с помощью выражения (3.47) от всестороннего давления p в двух уравнениях из (3.46), в которых дифференцирование ведется по главным напряжениям с траекториями, совпадающими с дневной поверхностью S (см. рис. 3.24). В этом случае вдоль каждой из траекторий главных напряжений существует свое обыкновенное неоднородное дифференциальное уравнение относительно только одного неизвестного τ :

$$(f_k - f_n)\frac{\partial \tau}{\partial \xi_s} + \left(\frac{1}{H_k}\frac{\partial H_k}{\partial \xi_s}(f_s - f_k) + \frac{\partial f_s}{\partial \xi_s} - \frac{\partial f_n}{\partial \xi_s}\right)\tau + H_s F_s = 0.$$
(3.48)

Здесь индекс $s \neq n$ и соответствует тем двум индексам главных напряжений, оси которых являются касательными к дневной поверхности *S*. Следует отметить, что поскольку рассчитываются параметры тензора напряжений, среднего для определенного объема, то, начиная с некоторого масштабного уровня осреднения, уравнения (3.48) могут переходить в класс однородных дифференциальных уравнений ($F_c = 0$).

Система уравнений (3.48) представима в виде

$$F^m \tau = g^m, \quad m = 1, 2,$$
 (3.49)

где под F^n следует понимать оператор

$$\boldsymbol{F}^{m} = \sum_{k=1}^{2} f^{mk} \frac{\partial}{\partial \xi_{k}} + f^{m0}.$$
(3.50)

Форма системы (3.48) соответствует (3.49) и (3.50) при $f^{12} = f^{21} = 0$.

Условия интегрируемости для (3.50) могут быть записаны в следующем виде:

$$\sum_{k=1}^{2} \left(f_{\xi_{k}}^{mr} f^{nk} - f_{\xi_{k}}^{nr} f^{mk} \right) = 0; \ m, \ n = 1, \ 2; \ r = 0, \ 1, \ 2;$$

$$\sum_{k=1}^{2} \left(g_{\xi_{k}}^{m} f^{nk} - g_{\xi_{k}}^{n} f^{mk} \right) = g^{n} f^{m0} - g^{m} f^{n0}; \ m, \ n = 1, \ 2.$$
(3.51)

Здесь и далее нижние индексы функций *f* и *g* обозначают дифференцирование по соответствующей переменной. Система (3.49) будет являться инволюционной, если выполнены условия интегрируемости (3.51) [Камке, 1966]. Методология решения таких систем базируется на переводе их в разряд полных систем дифференциальных уравнений путем добавления линейно-независимых уравнений

$$\boldsymbol{F}^{m}\left(\boldsymbol{F}^{l}\boldsymbol{\tau}-\boldsymbol{g}^{l}\right)-\boldsymbol{F}^{l}\left(\boldsymbol{F}^{m}\boldsymbol{\tau}-\boldsymbol{g}^{m}\right)=0. \tag{3.52}$$

Таким образом, два уравнения системы (3.49) совместно с дифференциальным уравнением, полученным из условия (3.52) при I = 1, m = 2, образуют алгебраическую систему из трех уравнений для определения величины τ и двух ее производных вдоль траекторий, лежащих в дневной поверхности *S*. Если полученная таким способом система разрешима только при $\partial \tau/\partial \xi_s = 0$, то, следовательно, $\tau = \text{const}$. Дополнив систему (3.48) до полной и используя (3.54), находим

$$\tau = \frac{\left(f^{11}\right)^{2} \left(f^{22} g_{\xi_{1}}^{2} - g^{2} f_{\xi_{1}}^{22}\right) - \left(f^{22}\right)^{2} \left(f^{11} g_{\xi_{2}}^{1} - g^{1} f_{\xi_{2}}^{11}\right) + f^{22} f^{11} \left(f^{10} g^{2} - f^{20} g^{1}\right)}{\left(f^{11}\right)^{2} \left(f^{22} f_{\xi_{1}}^{20} - f^{20} f_{\xi_{1}}^{22}\right) - \left(f^{22}\right)^{2} \left(f^{11} f_{\xi_{2}}^{10} - f^{10} f_{\xi_{2}}^{11}\right)}.$$
(3.53)

После нахождения на дневной поверхности S величины τ здесь же на основе выражения (3.47) определяется и тектоническое давление p.

В случае если система дифференциальных уравнений (3.48) является однородной ($F_s = 0$), т.е. когда в силу масштаба осреднения поверхность *S* совпадает с поверхностью геоида, для нее вместо (3.49) возможна следующая запись:

$$\frac{\partial \tau}{\partial \xi_k} = \tau D^k, \quad k = 1, 2 \operatorname{при} \frac{\partial D^1}{\partial \xi_2} = \frac{\partial D^2}{\partial \xi_1}.$$
 (3.54)

Здесь условно предполагается, что поверхность *S* образована траекториями главных напряжений с индексами 1 и 2. Последнее тождество является условием интегрируемости разрешающейся относительно τ системы уравнений. Само решение выглядит следующим образом:

$$\ln \tau = \tau_0 + \int_{(\varsigma_1, \varsigma_2)}^{(\xi_1, \xi_2)} \left(D^1 d\xi_1 + D^2 d\xi_2 \right).$$
(3.55)

Интеграл в (3.55) берется по любой непрерывной спрямляемой кривой, целиком лежащей на поверхности S и связывающей точки (ζ_1 , ζ_2) и (ξ_1 , ξ_2), а τ_0 определяет начальное условие для модуля максимальных касательных напряжений в точке (ζ_1 , ζ_2). Поскольку две произвольные точки поверхности S можно связать разными путями интегрирования, а также в силу того, что значения функций D^i (i = 1, 2) должны определяться на основе экспериментальных данных (по результатам обработки СКДТ), при определении величины τ необходимо ставить задачу оптимального удовлетворения уравнениям системы (3.55) в точках поверхности S. На самом деле ни в одной точке дневной поверхности не известна величина τ_0 для масштабного уровня

осреднения, отвечающего масштабу осреднения реконструированных на первом этапе параметров тензора напряжений. Таким образом, величины максимальных касательных напряжений, согласно выражению (3.55), могут быть определены с точностью до неизвестной постоянной.

Реконструкция *p* и т в глубине области *V*. Нахождение величин т и *p* во всем остальном объеме осуществляется путем представления в конечных разностях дифференциального уравнения из системы (3.46), характеризующего условие равновесия вдоль семейства траекторий, ортогональных к дневной поверхности (индекс главного напряжения *n*). Выразим, используя (3.46), значение $p|_{S + d\xi_n}$ через известные значения, $\tau|_{S}$, $p|_{S}$ на поверхности и неизвестные значения $\tau|_{S + d\xi_n}$.

$$p|_{S+d\xi_n} = p|_S + f_n \frac{\left(\tau|_{S+d\xi_n} - \tau|_{S_n}\right)}{d\xi_n} + \left(\frac{1}{H_k} \frac{\partial H_k}{\partial \xi_n} (f_n - f_k) + \frac{\partial f_n}{\partial \xi_n}\right) \tau|_S + H_n F_n = 0.$$
(3.56)

Далее рассмотрим другую пару дифференциальных уравнений из системы (3.46), в которых дифференцирование ведется вдоль семейства траекторий главных напряжений, касательных к дневной поверхности (индекс главных напряжений $s \neq n$)

$$f_{\lambda} \frac{\partial \tau |_{S + d\xi_{n}}}{d\xi_{\lambda}} + \left(\frac{1}{H_{k}} \frac{\partial H_{k}}{\partial \xi_{\lambda}} (f_{\lambda} - f_{k}) + \frac{\partial f_{\lambda}}{\partial \xi_{\lambda}}\right) \tau |_{S + d\xi_{n}} + H_{\lambda} F_{s} - \frac{\partial p |_{S + d\xi_{n}}}{d\xi_{\lambda}} = 0.$$
(3.57)

Эта система дифференциальных уравнений относительно неизвестной τ_{S} : $_{d\xi_n}$ также сводится к системе (3.49), которая является неоднородной для любого масштабного уровня реконструируемых напряжений за счет производных от всестороннего давления на дневной поверхности.

Таким образом, имея данные о величине модуля максимальных касательных напряжений хотя бы в одной точке поверхности и результаты первого этапа реконструкции параметров тензора напряжений, можно определить значения максимальных касательных напряжений во всем исследуемом объеме. Величины тектонического всестороннего давления можно затем рассчитать на основании условия (3.47) и выражения, определяющего условие равновесия вдоль траектории главного напряжения, ортогонального дневной поверхности (3.56).

Использование для расчета *p* и т предположения о равенстве величины вертикальных напряжений весу вышележащих пород. Другим вариантом расчета величин *p* и т на втором этапе реконструкции является использование известного приближения (2.23), определяющего равенство вертикальных напряжений весу столба вышележащих пород на различных глубинах коры и литосферы (см. раздел 2.3.1). Используя выражения (1.21) и (1.25), выразим в (2.23) функцию тектонического давления через параметры, определенные после первого этапа реконструкции, и данные о плотности земной коры

$$p = \tau f_k l_{zk}^2 + g \int_0^z \rho(z) dz.$$
(3.58)

Заметим, что условие (3.58) на дневной поверхности переходит в условие (3.47) поскольку здесь $I_{2n} = 1$, а $I_{2s} = 0$ при $s \neq n$. Используя (3.58) для двух дифференциаль-

ных уравнений из системы (3.46), в которых дифференцирование ведется вдоль траекторий главных напряжений, нигде не выходящих на дневную поверхность по нормали к ней ($s \neq n$), получим

$$\left(f_{s}-f_{k}l_{zk}^{2}\right)\frac{\partial\tau}{\partial\xi_{s}}+\left(\frac{1}{H_{k}}\frac{\partial H_{k}}{\partial\xi_{s}}\left(f_{s}-f_{k}\right)+\frac{\partial f_{s}}{\partial\xi_{s}}-\frac{\partial\left(f_{k}l_{zk}^{2}\right)}{\partial\xi_{s}}\right)\tau=g\int_{0}^{z}\frac{\partial\rho(z)}{\partial\xi_{s}}dz-H_{s}F_{s}.$$
(3.59)

Система уравнений (3.59) отвечает всем точкам в пределах всего объема *V* вплоть до дневной поверхности и также сводится к системе (3.49). Третье дифференциальное уравнение, построенное на траекториях главного напряжения, подходящего по нормали к дневной поверхности, в данном алгоритме расчета можно не использовать, оценивая в дальнейшем на его основе точность расчета.

3.6.2. Оценка всестороннего давления на основе уравнений равновесия пологих оболочек и результатов первых двух этапов реконструкции

Определяющие уравнений теории пологих оболочек и толстых плит. Представленный выше теоретический подход по определению тектонических напряжений при использовании его для реальных данных о параметрах тензора напряжений, полученных на основе сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений с магнитудами $M_b > 4$, требует определенной корректировки. Это связано с тем, что масштаб очагов землетрясений этого энергетического класса, определяющий и масштаб реконструированного поля напряжений, сопоставим с мощностью основных слоев землей коры (~10 км).

Опыт практических расчетов показывает, что в областях, имеющих достаточное число определений механизмов очагов землетрясений, возможно выделение двухтрех сейсмогенерирующих слоев земной коры, для которых в результате реконструкции определяются средние напряжения (рис. 3.25). Полученные по результатам реконструкции на основе изучения землетрясений с $M_b > 4$ данные показывают, что даже для верхнего слоя земной коры, имеющего в качестве кровли дневную поверхность, только для отдельных локальных его участков одна из осей главных напряжений близка к вертикали или отклоняется от нее на углы, меньшие 15°. Обычным является отклонение от вертикали в пределах 30–45°. В силу этого обстоятельства перейдем от уравнений равновесия в виде (3.46) к уравнениям, характеризующим равновесие слоев земной коры. Такие уравнения можно получить в рамках механики толстых илит и пологих оболочек [Тимошенко, Гудьер, 1975].

Уравнения равновесия для произвольного слоя в слоистой оболочке, изображенной на рис. 3.25, можно записать в следующем виде:



22

Рис. 3.25. Схема аппроксимации слоев земной коры пологими оболочками. Пояснения см. в тексте

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{\sigma}_{xy}}{\partial y} + \frac{T_{xz}^{\xi} - T_{xz}^{\zeta}}{h} = 0,$$

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{\sigma}_{yy}}{\partial y} + \frac{T_{yz}^{\xi} - T_{yz}^{\zeta}}{h} = 0,$$
(3.60)

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{yz}}{\partial y} + (\kappa_{xx} \bar{\sigma}_{xx} + \kappa_{yy} \bar{\sigma}_{yy}) + \frac{N_{zz}^{\xi} - N_{zz}^{\zeta}}{h} + \bar{\gamma} = 0.$$

Здесь z — вертикальная ось, направленная к центру Земли, $h(x, y) = \xi(x, y) -\zeta(x, y)$ мощность слоя, изменяющаяся по латерали и рассчитываемая с учетом неровности поверхности его кровли ζ и подошвы ξ, к_{xx} и к_{yy} -- кривизна оболочки в соответствующих направлениях, $\hat{\gamma}(x, y)$ – средний удельный вес горных пород верхнего слоя земной коры, равный

$$\widehat{\gamma} = \frac{1}{h} \int_{\zeta(x,y)}^{\xi(x,y)} \gamma(x,y,z) dz, \qquad (3.61)$$

 $\hat{\sigma}_{ii}$ – средние напряжения, определяемые как

$$\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{h} \int_{\zeta(x,y)}^{\zeta(x,y)} \sigma_{ij} dz, \quad i, j = x, y, z,$$
(3.62)

a
$$T_{xz}^{\xi} = \sigma_{xz} \Big|^{\xi}$$
, $T_{xz}^{\xi} = \sigma_{xz} \Big|^{\xi}$, $N_{zz}^{\xi} = \sigma_{zz} \Big|^{\xi}$ μ $T_{xz}^{\zeta} = \sigma_{xz} \Big|^{\zeta}$, $T_{yz}^{\zeta} = \sigma_{yz} \Big|^{\zeta}$, $N_{zz}^{\zeta} = \sigma_{zz} \Big|^{\xi}$ $=$

напряжения, приложенные соответственно к подошве и кровле рассматриваемого слоя. Заметим, что при записи уравнений в виде (3.60) использовано условие отсутствия нагружения на дневной поверхности земной коры. Приближенная запись уравнений равновесия в форме (3.60) верна при медленном изменении вдоль латерали мощности слоя h(x, y).

Примем линейный закон распределения вдоль оси г для нормальных и касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках. В этом случае средние в слое напряжения можно связать с напряжениями, действующими вдоль его кровли и подошвы простыми зависимостями

$$\bar{\sigma}_{xz} = 0.5 \Big(T_{xz}^{\zeta} + T_{xz}^{\xi} \Big), \quad \bar{\sigma}_{yz} = 0.5 \Big(T_{yz}^{\zeta} + T_{yz}^{\xi} \Big), \quad \bar{\sigma}_{zz} = 0.5 \Big(N_{zz}^{\zeta} + N_{zz}^{\xi} \Big). \tag{3.63}$$

В дальнейшем будем опускать волну над параметрами тензора напряжений, понимая, что они определяют среднее по мощности слоя-оболочки значение напряжений. Эти средние напряжения в принятом линейном приближении характера распределения напряжений по глубине можно рассматривать как напряжения, отнесенные к срединной поверхности слоя (оболочки). Будем также пренебрегать сферичностью земной поверхности, полагая в последнем выражении системы (3.60) к_{xx} = 0, к_{yy} = 0, т.е., переходя при записи уравнений равновесия от теории пологих оболочек к теории толстых плит.

Расчет величины всестороннего давления *p*. Расчет напряжений в слоистой оболочке следует осуществлять последовательно от верхних слоев к нижним. Это связано с тем, что для верхнего слоя оболочки (см. рис. 3.25) нормальные и касательные напряжения равны нулю и, следовательно, здесь

$$\hat{\sigma}_{xz} = 0.5 T_{xz}^{\xi}, \quad \hat{\sigma}_{yz} = 0.5 T_{yz}^{\xi}, \quad \hat{\sigma}_{zz} = 0.5 N_{zz}^{\xi}. \tag{3.64}$$

Используя выражения (1.30), (1.31) и (3.64), произведем замену напряжений σ_{ij} , входящих в (3.60), через коэффициенты напряжений $\bar{\sigma}_{ii}$ и величины p, τ :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \overline{\sigma}_{xx} \frac{\partial \tau}{\partial x} + \overline{\sigma}_{xy} \frac{\partial \tau}{\partial y} + \left(\frac{\partial \overline{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\sigma}_{xy}}{\partial y} + \frac{2\overline{\sigma}_{xz}}{h}\right)\tau = 0,$$

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \overline{\sigma}_{xy} \frac{\partial \tau}{\partial x} + \overline{\sigma}_{yy} \frac{\partial \tau}{\partial y} + \left(\frac{\partial \overline{\sigma}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\sigma}_{yy}}{\partial y} + \frac{2\overline{\sigma}_{yz}}{h}\right)\tau = 0,$$
 (3.65)

$$-\frac{2p}{h}+\overline{\sigma}_{xz}\frac{\partial\tau}{\partial x}+\overline{\sigma}_{yz}\frac{\partial\tau}{\partial y}+\left(\frac{\partial\overline{\sigma}_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{yz}}{\partial y}+\frac{2\overline{\sigma}_{zz}}{h}\right)\tau+\gamma=0.$$

Напомним, что значения коэффициентов напряжений, согласно выражениям (1.31), определяются значениями направляющих косинусов углов осей главных напряжений σ_i с координатными осями j = x, y, z (l_{ij}) и величиной коэффициента Лоде—Надаи (μ_{σ}), рассчитываемым по результатам первого этапа реконструкции.

Уравнения системы (3.65) можно записать в криволинейной ортогональной системе, одна из координат которой вертикальна, а две другие расположены в горизонтальной плоскости. Примем одно из координатных направлений совпадающим с траекториями касательных напряжений, действующим на горизонтальных площадках (рис. 3.26). В этом случае вместо последнего уравнения в (3.65) можно записать выражение

$$p = \gamma \frac{h}{2} + \tau \overline{\sigma}_{zz} + \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial s} (\overline{\sigma}_{zz} \tau).$$
(3.66)



Рис. 3.26. Схема нагружения параллеленипеда, связанная с направлением действия касательного напряжения в срединной поверхности оболочки. Пояснения см. в тексте

Здесь *s* — координата вдоль траектории касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках (см. рис. 3.25).

Формулу для расчета величины всестороннего давления для произвольного слоя можно получить из выражения (3.66), добавив в него нормальные напряжения, действующие на кровле слоя:

$$p = N_{zz}^{\zeta} + \gamma \frac{h}{2} + \tau \overline{\sigma}_{zz} + \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial s} (\overline{\sigma}_{sz} \tau).$$
(3.67)

Используя данные об относительной величине максимального касательного напряжения, получаемые после второго этапа реконструкции, о направлении поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках (первый этап реконструкции), а также принимая определенное значение для величины внутреннего сцепления (см. раздел 3.2.3), можно оценить величину всестороннего давления исследуемого участка земной коры.

Выражения (3.66) и (3.67) позволяют также оценить выполнимость гипотезы Р. Сибсона о равенстве вертикальных напряжений, действующих на горизонтальных площадках, весу вышележащих пород, используемой при расчете величин напряжений (выражение (2.23)). В областях, где касательные напряжения доставляют существенно меньший вклад в выражение (3.66), подход, предложенный Р. Сибсоном, правомерен. Использование выражения (3.66) и поля траекторий касательных напряжений на горизонтальной плоскости позволяет даже без специальных расчетов выделять области повышения и понижения всестороннего давления относительно общего уровня.

3.6.3. Оценка параметров прочности массивов горных пород

О зависимости параметров прочности от масштаба. В настоящее время существует большое число работ, в которых на основе результатов экспериментальных наблюдений над образцами горных пород оценивается прочность хрупкой части земной коры. Однако возможен ли прямой перенос результатов наблюдений над образцами на массивы горных пород? Действительно, трудно себе представить, что при возникновении достаточно крупного разрыва (например, протяженностью более первых метров, десятков метров и т.п.) не использовались более мелкие дефекты (разрывы и трещины), всегда существующие в горных породах [Гзовский 1963, 1975]. Таким образом, эффективное внутреннее сцепление массивов горных пород должно зависеть от линейного размера вновь создаваемого разрыва и быть меньше по значению, чем внутреннее сцепление, полученное по результатам экспериментов над образцами горных пород [Гзовский, 1959, 1960, 1963; Оберт, 1976; Николаевский и др., 1978].

Сопоставление ранее сушествовавших, а затем активизировавшихся трещин в образцах и в реальных массивах горных пород также указывает на существенное их различие. Разрывы в образцах создавались либо с помощью их разрезания, либо путем предварительного нагружения в простой нагрузочной машине до появления первых признаков образования поверхности разрушения. Разрывы в массивах горных пород имеют более длинную и богатую событиями историю, включающую несколько стадий развития [Гзовский, 1960, 1963, 1975]. После их образования и длительного действия поровых растворов в пределах зон разломов происходит увеличение концентрации минералов, понижающих значение коэффициента поверхностного трения.

Так, в частности, на рис. 3.27 приведена фотография шлифа метаморфических гранитогнейсовых пород разломной зоны Адирондакс (литат Нью-Йорк, США) [Wu, 1978]. Здесь визуально обнаруживаются явные признаки кварца, а химический анализ показывает относительное увеличение K₂O и Al₂O₃.

В работе [Byerlee, 1978] после представления известных законов хрупкого разрушения, полученных при изучении образцов горных пород, дается заключение о том, что параметры, характеризующие закон сухого трения на уже существующих плоскостях скольжения, существенным образом зависят от минерального состава зерен, образующихся в результате различных физико-химических реакций. Таким образом, заключаем, что коэффициент поверхностного трения трещин и разломов с достаточно длительной историей существования может быть отличным от наблюдаемого в экспериментах по разрушению образцов сухих горных пород.

На основе развиваемой автором концепции прочности трещиноватых массивов горных пород, зависящей как от эффективной прочности ненарушенных участков, так и от сопротивления сухому трению ранее образованных разломов, можно предложить методы оценки ряда прочностных параметров горных пород. Этот подход опирается, с одной стороны, на общий вид закона хрупкого разрушения Кулона, а с

Рис. 3.27. Микрофотография шлифа пород из разломной зоны Адирондакс (штат Нью-Йорк, США) (по: [Wu, 1978])



другой — на результаты первого и второго этапов реконструкции напряженного состояния массивов горных пород, в том числе и на созданные однородные выборки СКДТ. Полученные по натурным данным параметры прочности следует относить к масштабному уровню осреднения, отвечающему наиболее представительной длине трещин (длине разрывов в очаге землетрясения), входящих в однородные выборки СКДТ.

Оценка величины внутреннего сцепления и флюидного давления на основе подхода Р. Сибсона. Будем считать, что выполнены два этапа реконструкции и нам известны ориентация осей главных напряжений и значение коэффициента Лоде—Надаи, а также и относительные величины максимальных касательных напряжений и эффективного давления. Тогда в выражении (3.66) коэффициенты напряжений известны по результатам реконструкции первого этапа, а величина модуля максимальных касательных напряжений по результатам второго этапа определена с точностью до величины эффективного сцепления τ_{f} . Поскольку по результатам второго этапа реконструкции нам также известна относительная величина эффективного давления, перепишем (3.66) в следующем виде:

$$p_{fl} = \gamma \frac{h}{2} + \left[-\left\langle \frac{p^*}{\tau_f} \right\rangle + \overline{\sigma}_{zz} \left\langle \frac{\tau}{\tau_f} \right\rangle + \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial s} \left(\overline{\sigma}_{sz} \left\langle \frac{\tau}{\tau_f} \right\rangle \right) \right] \tau_f.$$
(3.68)

Здесь выражения в треугольных скобках представляют собой известные относительные величины эффективного давления и максимального касательного напряжения. В (3.68) неизвестными являются флюидное давление и внутреннее сцепление массивов горных пород масштабного уровня осреднения, соответствующего масштабу реконструируемых параметров тензора напряжений. Вполне допустимо предполагать однотипность структурно-вещественного состояния участка земной коры при масштабе осреднения в первые километры и более. Это позволяет считать величину τ_f постоянной. Таким образом, правая часть уравнения (3.68) содержит только одну неизвестную константу, предельные значения которой, согласно экспериментам над образцами горных пород, не превышают 1 кбар.

Используем этот вывод для создания алгоритма оценки величины эффективной прочности массивов горных пород (прочности масштабного уровня осреднения, соответствующего исходным данным о напряжениях) на основе выражения (3.68). Флюидное давление может быть разным по величине в разных частях исследуемого участка земной коры, но при этом оно должно быть всюду положительным (в жидкости, заполняющей поровое пространство горных пород, невозможно создать растягивающее давление). Опыт практических расчетов (см. главу 4) показывает, что на этом факте можно построить алгоритм оценки величины τ_f и, следовательно, всех параметров тензора напряжений и флюидного давления. Необходимо, последовательно уменьшая значения τ_f от 1 кбар до нуля, рассчитывать согласно выражению (3.68) величину p_{ff} . При высоких величинах τ_f выражение (3.68) дает отрицательное значение флюидного давления. Следует найти такую величину внутреннего сцепления, начиная с которой флюидное значение внутреннего сцепления, начение τ_f можно определить как максимальное значение внутреннего сцепления для исследуемого участка земной коры.

176

Оценка эффективной внутренней прочности на основе сейсмологических данных. "Данные о величине $\Lambda \tau_n$ для землетрясений из однородной выборки могут рассматриваться как дополнительные для оценки эффективного внутреннего сцепления, оставшегося неизвестным после первого и второго этапов реконструкции. Величину снимаемых касательных напряжений $\Delta \tau_n$ можно оценивать с помощью выражения (1.113), если известен сейсмический момент землетрясения и длина разрыва. Существующие корреляционные зависимости длины разрыва и сейсмического момента землетрясения с его магнитудой позволяют с определенной степенью точности определять $\Delta \tau_n$ для землетрясений широкого класса магнитуд

С другой стороны, в соответствии с подходом, изложенным в работах [Костров, 1975; Yamashita, 1976; Kanamori, Andersson, 1975], величина сбрасываемых на плоскости разрыва касательных напряжений $\Delta \tau_n$ может быть представлена как разность касательных напряжений до и после землетрясения:

$$\tau_n^i + k_k \left(\sigma_{nn}^i + p_{fl} \right) = \Delta \tau_n^i, \tag{3.69}$$

где k_k — коэффициент кинематического трения, а $\Delta \tau_n^i$ — величина сбрасываемого касательного напряжения для землетрясения с номером *i* из однородной выборки. В этом подходе в первом приближении предполагаются неизменными величины нормального к разрыву напряжения и флюидного давления. Подставляя в (3.69) выражения напряжений на разрыве через редуцированные напряжения (3.39) и (3.40) и проделав преобразования, получим следующее выражение:

$$\left[\left(\tilde{\tau}_{n}^{i}+k_{k}\tilde{\sigma}_{nn}^{i}\right)\left\langle\frac{\tau}{\tau_{f}}\right\rangle-k_{k}\left\langle\frac{p^{*}}{\tau_{f}}\right\rangle\right]\tau_{f}=\Delta\tau_{n}^{i}.$$
(3.70)

Здесь редуцированные напряжения $\tilde{\tau}_{n}^{i}$ и $\tilde{\sigma}_{nn}^{i}$ определены после первого, а выражения в треугольных скобках — после второго этапа реконструкции.

Величины сбрасываемых на разрыве напряжений определяются на основе данных о сейсмическом моменте (см. раздел 1.3.2). В самом расчете сейсмического момента существует достаточно большое число гипотез и поэтому для каждого отдельного события результаты, получаемые для $\Delta \tau_n$ на основании выражения (1.113), можно рассматривать не как точные, а как приближенные. Расчеты параметров тензора напряжений, полученные по результатам первого и второго этапов реконструкции, также содержат неточности, связанные как с постулатами метода катакластического анализа, так и с исходными данными о механизмах очагов землетрясений. В силу этого выражение (3.70) можно применять, требуя оптимального его удовлетворения на совокупности землетрясений из всех однородных выборок *J*:

$$\sum_{j=1}^{J} \sum_{i=1}^{A^{j}} \left[\left(R^{i} \right)^{2} \tau_{f} - R^{i} \Delta \tau_{n}^{i} \right] = 0 \quad \text{при } R^{i} = \left(\tilde{\tau}_{n}^{i} + k_{k} \tilde{\sigma}_{nn}^{i} \right) \left\langle \frac{\tau}{\tau_{f}} \right\rangle - k_{k} \left\langle \frac{p^{*}}{\tau_{f}} \right\rangle.$$
(3.71)

В этом случае, так же как это было сделано при расчете относительных величин напряжений, предполагается, что в исследуемых участках земной коры напряженное



Рис. 3.28. Круговая диаграмма Мора для случая, когда напряженное состояние не является предельным, линии минимального сопротивления трения на существующих разломах (*3*), предела внутренней прочности (*1*) и максимального поверхностного сопротивления (*2*)

состояние всюду достигло критического уровня, т.е. большой круг Мора касается верхней предельной линии (см. рис. 3.12). При этом определяется эффективное (среднее) значение внутреннего сцепления для земной коры всего исследуемого региона.

Однако в данном подходе имеется возможность отхода от этой гипотезы. Для этого необходимо заменить в выражении (3.70) величину внутреннего сцепления горных пород τ_f на величину τ_s^{max} , которая определяет максимальное поверхностное сцепление (рис. 3.28) для данного участка земной коры. В этом случае для определения величины τ_s^{max} будем иметь выражение

$$\sum_{j}^{J} \sum_{i}^{\Lambda^{j}} \left[\left(R^{i} \right)^{2} \tau_{s}^{\max} - R^{i} \Delta \tau_{n}^{i} \right] = 0, \qquad (3.72)$$

в котором суммирование осуществляется для землетрясений из однородной выборки. Таким образом, для каждого участка, где по результатам первого и второго этапов реконструкции определены параметры тензора напряжений и созданы однородные выборки механизмов очагов землетрясений, минимизируя отклонения от выполнения условия (3.70), можно рассчитать величину τ_s^{max} и оценить уровень интенсивности напряженного состояния.

Расчет поверхностного сцепления на существующих разломах. Значение поверхностного сцепления τ_s на существующем разрыве определяется многими факторами и может изменяться во времени. Залечивание дефектов приводит к повышению значений коэффициента поверхностного сцепления, а появление новых микротрещин приводит к их снижению. Вдоль разрыва не происходит смещение его бортов, пока значение коэффициента поверхностного сцепления выше значений кулоновых напряжений (левая часть выражения (3.29)). Снижение значений τ_s может привести к выполнению условия (3.29) и активизации разрыва. После оценки величины внутренней прочности массивов горных пород появляется возможность определения значений поверхностного сцепления, достижение которого приводит к активизации разрыва.

Используя условие (3.29) совместно с (3.42), можно найти величину сцепления на плоскости *j*-го разрыва из однородной выборки:

Метод катакластического анализа совокупностей разрывных нарушений

$$\tau_{s}^{i} = \tau_{f} \frac{\left(\tilde{\tau}_{n}^{i} + k_{s}\tilde{\sigma}_{nn}^{i}\right) - \left(\tilde{\tau}_{n}^{K} + k_{s}\tilde{\sigma}_{nn}^{K}\right)}{\cos ec2\alpha_{s} - \left(\tilde{\tau}_{n}^{K} + k_{s}\tilde{\sigma}_{nn}^{K}\right)}.$$
(3.73)

Здесь индекс *K* определяет разрыв с минимальным (нулевым) значением поверхностного сцепления. Сцепление τ'_s на разломе с номером *i* из однородной выборки землетрясений тем выше, чем ближе на круге Мора находится точка, характеризующая состояние на разрыве, к пределу внутренней прочности массива горных пород (точка *B* на рис. 3.12).

Определение коэффициента поверхностного статического трения на основе анализа суммарной диаграммы Мора. Расчет статического коэффициента поверхностного трения, действовавшего до начала движения бортов трещины, можно осуществлять на основе анализа геометрии нижней границы облака точек на суммарной диаграмме Мора для всех напряженных состояний исследуемого участка земной коры, подобной диаграмме на рис. 3.19. Поскольку определение статического коэффициента поверхностного трения и идентификация в качестве плоскости разлома одной из нодальных плоскостей в случае использования сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений являются взаимосвязанными задачами, расчет коэффициента поверхностного трения следует производить в итерационном режиме. При этом в качестве начального значения коэффициента можно принять величину, полученную в экспериментах над образцами горных пород [Вyerlee, 1978]: $k_c = 0.5$.

Способ решения этой проблемы покажем, используя данные каталога механизмов очагов землетрясений японской сейсмологической службы для земной коры и верхней части погружающегося слэба северо-западной части Тихоокеанской сейсмоактивной области. В соответствии с алгоритмом, предложенным в разделе 3.5.4, создадим суммарную диаграмму Мора на основе всей совокупности однородных выборок механизмов очагов землетрясений при $k_s = 0.6$ (рис. 3.29). Вдоль вертикальной оси положим значения максимального касательного напряжения, действующего на нодальной плоскости, отвечающей, согласно критерию (3.43), плоскости разрыва в очаге. Можно отметить вытянутость облака точек с углом наклона нижней его границы, близким к 30°. Точки на диаграмме, отвечающие сильным землетрясениям ($M_w \ge 6$), стремятся приблизиться к границе круга. Анализ работы алгоритма идентификации плоскости разрыва в очаге показал, что критерий (3.43) сводит до минимума разброс точек на диаграмме Мора, а часть точек в центре и в правой части диа-

Рис. 3.29. Сводная диаграмма Мора для землетрясений земной коры Японского архипелага для нодальных плоскостей, выделенных в качестве очаговых согласно критерию (3.43) и линия сопротивления сухого трения с минимальным сцеплением


граммы следует отнести к "погрешности" метода первого этапа реконструкции. Анализ наклона нижней границы облака точек на рис. 3.29 позволяет получить значение эффективного коэффициента поверхностного трения k_s для существующих разрывов земной коры Японских островов, равным 0.5 ($\varphi_c \approx 26.6^\circ$).

Перепроверим результаты выбора плоскости очага на основе критерия (3.43) при $k_s = 0.5$, для чего построим суммарную круговую диаграмму Мора и вновь оценим значение коэффициента поверхностного трения. Для данного случая повторный расчет подтверждает результаты первичного анализа. В соответствии с принятым в главе 3 предположением о равенстве коэффициентов поверхностного трения и внутреннего трения для определенного диапазона нормального давления можно считать $k_s = k_f$ На самом деле, предположение о независимости коэффициента поверхностного и внутреннего трения от величин сжимающих напряжений можно рассматривать как первое приближение. Его уточнение возможно после первичного расчета напряжений.

глава



ТЕКТОНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ СЕЙСМОАКТИВНЫХ РЕГИОНОВ

В данной главе будут представлены результаты практического применения метода катакластического анализа совокупностей разрывных нарушений для расчета современных напряжений земной коры ряда сейсмоактивных регионов. Исходными для реконструкции являлись сейсмологические данные о механизмах очагов землетрясений в виде двойного диполя (двойная пара сил без момента) или в виде решений тензора момента центроида землетрясений. Следует отметить, что представленные данные отличаются по качеству и представительности. Так, для Калифорнии и Японии, где сеть сейсмостанций очень плотная (расстояние между сейсмостанциями менее 100 км), точность определения механизмов очагов очень хорошая: нижний уровень магнитуд в каталогах механизмов составляет $M_b > 0.6$ для Калифорнии и $M_w > 2.4$ для Японии. В то же время сейсмологические каталоги для Восточного Средиземноморья и Аравийского синтаксиса созданы на основе данных мировой сети сейсмостанций, что определяет уровень магнитуд от 3.5. В силу этих факторов детальность реконструкции параметров напряженного состояния разных регионов различна.

Отдельно надо отметить ситуацию с режимными сейсмологическими наблюдениями, складывающуюся для Кавказа. При создании каталога механизмов очагов землетрясений для Аравийского синтаксиса помимо данных Гарвардского университета собирались также данные региональных сейсмических сетей, которые создавались в бызшем СССР в 50—70-х годах XX в. Анализ распределения по времени событий, параметры которых получены по региональным сетям, показал их частотную неравномерность во времени. Максимальное число регистрируемых событий (в среднем 17–20 в год) приходилось на 70-е и 80-е годы ХХ в., а минимальное (четыре события в год) на начало XXI в. Кроме того, в последние 15–20 лет сузился магнитудный диапазон событий, для которых определены их механизмы. На сегодняшний день (начало XXI в.) подобных данных о событиях с магнитудами менее 5 пока нет. Такая ситуация связана с закрытием сейсмических станций на Кавказе (не только на территории России, но и в странах бывшего СССР). Небольшое число хорошо регистрируемых событий и сужение магнитудного диапазона землетрясений, для которых рассчитывается их механизм очага, в одном из наиболее сейсмоактивных и заселенных районов России определяют его сейсмический каталог как наименее качественный из всех каталогов изученных регионов.

4.1. ВОСТОЧНОЕ СРЕДИЗЕМНОМОРЬЕ

4.1.1. Исходные сейсмологические данные

Для реконструкции параметров современного поля напряжений в земной коре Эгейской сейсмоактивной области и сопредельных территорий (Восточное Средиземноморье) на основе данных Web-узла Гарвардского университета был создан каталог механизмов очагов землетрясений для области, по площади несколько превышающей исследуемый регион (10°–35° в.д. и 20°–45° с.ш). Необходимость некоторого расширения области при создании каталога землетрясений связана с методикой создания начальной выборки, основу которой составляет процелура нахождения землетрясений, области упругой разгрузки которых включают точку расчета параметров напряженного состояния.

Каталог составили сейсмологические данные о решениях тензора момента центроида (*CMT*) 327 землетрясений (максимальная глубина событий 390 км) с магнитудами 6.7 $\ge M_b \ge 4.5$, произошедших за период с января 1976 г. по июль 2003 г. (рис. 4.1, *a*). На рис. 4.1, *б* представлены механизмы в виде *CMT*-решений для наиболее сильных событий ($M_b \ge 6$), параметры которых приведены в табл. 4.1 в виде двойного диполя, наилучшим образом приближенного к *CMT*-решениям. На рис. 4.1 показаны также основные активные разломы (по: [Беэр и др., 1989]) и направления современных горизонтальных перемещений в пунктах *GPS*-наблюдений [Reilinger et al., 1997] (см. рис. 4.1, *a*).

Обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 2003а] в узлах сетки 0.5×0.5° и глубиной 20 км (середина условной коры). Узлы сетки определяли только центры формирования однородных выборок. Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 168 квазиоднородных доменов. Здесь и далее под квазиоднородным доменом понимается область, окружающая узел сетки расчета напряжений, для которой удалось создать хотя бы одну однородную выборку землетрясений.

Число событий в однородной выборке землетрясений (см. раздел 3.3.1) составляло от 5 до 10. Для некоторых доменов количество событий в начальной выборке (см. раздел 3.1.1) позволяло осуществлять мониторинг напряженного состояния. Для таких доменов параметры напряженного состояния были получены для нескольких последовательных, как правило, перекрывающих друг друга временных интервалов *T_a*. Для дан-

Рис. 4.1. Исходные данные для реконструкции напряжений земной коры Эгейской сейсмоактивной области: a — распределение эпицентров землетрясений (по каталогу механизмов) и направления горизонтальных смещений по данным *GPS*-наблюдений; δ — *СМТ*-решения для землетрясений с магнитудами $M_b \ge 6$

Активные разломы и тектонические провинции: АП – Адриатическая платформа: Дн – Динариды; БМ – Балканское межгорье; ЗП – Западный Поит; ЖП – желоб Плиния; ЛТ – Ликийский Тавр; МК – Мессинский "конус"; Па – Пориадриатический сдвиг; СА – Северо-Анатолийский сдвиг; ЧС – Черногорийский синтаксис; ЦС – Центрально-Средиземноморский вал; ЭД – Эллинская островная дуга; Эл – Эллиниды; ЭТ – Эгейский тыловой бассейн





Таблица 4.1

Дата	M_{b}	Географ. координаты		Глубина	P		T	
	-	В. д	С. ш	КМ	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение
06.05.1976 г.	6.0	13.27	46.36	9	172	29	332	60
17.06.1976 r.	6.1	12.86	46.16	24	2	3	269	49
04.03.1977 r.	6.4	26.76	45.77	94	323	17	151	73
20.06.1978 г.	6.l	23.24	40.78	3	344	87	195	2
15.04.1979 г.	6.1	19.05	42.04	4	222	32	31	58
23.11.1980 г.	6.0	15.37	40.91	10	163	82	39	4
04.03.1981 г.	6.0	23.29	38.21	29	255	69	146	7
19.12.1981 г.	6.3	25.09	39.39	15	85	6	177	18
17.08.1982 r.	6.0	22.97	33.73	10	127	11	300	78
17.01.1983 г.	6.0	20.19	38.09	9	252	38	48	50
06.08.1983 r.	6.3	24.73	40.18	10	93	10	184	2
30.08.1986 г.	6.3	26.30	45.55	139	324	27	160	63
30.05.1990 r.	6.7	26.67	45.87	90	318	17	168	70
31.05.1990 г.	6.1	26.75	45.80	96	27	22	244	63
03.08.1993 г.	6.0	34.64	28.63	10	309	67	72	13
23.05.1994 г.	6.0	24.72	35.58	77	128	5	35	34
13.05.1995 r.	6.2	21.68	40.14	13	84	85	338	
15.06.1995 r.	6.0	22.27	38.40	14	77	81	184	3
09.10.1996 r.	6.4	32.13	34.56	33	274	2	4	16
13.10.1997 г.	6.2	22.07	36.38	24	208	25	29	65
17.08.1999 г.	6.3	29.86	40.75	17	138	10	45	13
12.11.1999 г.	6.3	31.16	40.76	10	123	33	224	17
26.07.2001 г.	6.0	24.24	39.06	10	104	10	12	9
22.01.2002 r.	6.2	26.32	35.79	88	209	38	334	36

Параметры фокальных механизмов в виде двойного диполя (оси снимаемых напряжений *P* и *T*) для варианта наилучшего приближения СМТ-решений землетрясений с $M_h \ge 6.0$

ного региона максимальное число таких интервалов было равно семи (q = 7). Предположение о том, что среднее для данного масштаба внутреннее сцепление τ_f — величина постоянная, не зависящая от времени, позволило для каждого из 168 доменов, где число определений тензора напряжений было больше одного (q > 1), рассчитать средние за весь период времени наблюдений T параметры тензора напряжений. Осреднение производилось с учетом весового параметра, зависящего от относительного интервала времени действия T_q/T каждого из рассчитанных для данного домена тензора напряжений σ_{ij}^q (отношение временного интервала однородной выборки к временному интервалу начальной выборки):

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{T} \sum_{q} T_q \sigma_{ij}^q.$$
(4.1)

Подобный подход к расчету среднего тензора напряжений для каждого из квазиоднородно деформирующихся доменов применялся и для других регионов.

4.1.2. Первый этап реконструкции

Ориентация осей главных напряжений. Результатом реконструкции первого этапа являются данные об ориентации трех главных осей тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, а также данные о коэффициенте Лоде—Надаи этих тензоров. Для рассматриваемого региона в более чем 62% квазиоднородных доменов выполнялось условие подобия при квазигластическом течении горных пород тензоров девиаторных напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, а также данные о коэффициенте клавные окоэффициенте сейсмотектонических деформаций ($R_{Anz} \leq 0.2$ см. выражение (4.5)). Полная изотропия свойств, т.е. когда главные оси тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций были коллинеарны, а коэффициенты Лоде Надаи равны, наблюдалась для 68 доменов 40%. В дальнейшем будут представлены данные, касающиеся только параметров поля тектонических напряжений. Результаты реконструкции первого этапа ранее были представлены в работе [Ребецкий, Фурсова, 1998].

На рис. 4.2 даны проекции на горизонтальную плоскость осей погружения главных напряжений. Начало вектора погружения показывается кружком. Если угол погружения составлял менее 15°, то эта ось изображалась в виде вектора с кружком в середине. На рис. 4.2, а, б видно, что ориентация осей алгебраически минимальных σ_3 и максимальных σ_1 главных напряжений в земной коре для района надвигов Динарид и района к югу от о. Крит, соответственно на западном и южном фронтах Эллинской дуги, отвечает обстановке, наблюдаемой в зонах субдукции [Ребецкий, 1997а; Rebetsky et al., 1997]. Характерным признаком такой обстановки является расположение напряжений максимального девиаторного сжатия и растяжения в субвертикальной плоскости с погружением этих осей соответственно под пододвигающуюся океаническую плиту и относительно неподвижную континентальную плиту. Оси промежуточных главных напряжений в зонах субдукции направлены параллельно простиранию желоба. В данном случае для указанных областей оси сжатия погружаются под Африканскую плиту, а оси растяжения — под Динариды и тыловую часть Эллинской дуги. Здесь оси промежуточных главных напряжений ориентированы вдоль простирания желоба (см. рис. 4.2, в).

Отметим, что для исследуемого района погружение девиаторных осей максимального растяжения более крутое, чем погружение осей максимального сжатия. Исключение составляют несколько доменов к югу от о. Крит. В земной коре центральной части Эллинской дуги, южнее п-ва Пелопоннес и западнее о. Крит, ориентация осей девиаторных напряжений σ_3 становится более косой к простиранию дуги, что должно предопределять наличие правосдвиговой составляющей в движении вдоль основных разрывных структур этого района (см. рис. 4.3).

Другим важным элементом поля напряжений исследуемого региона является смена на 180° ориентации погружения осей максимального девиаторного сжатия σ_3 по мере перехода в широтном направлении от западной части Адриатического выступа (Динариды и Эллиниды) через Балканское междугорье, Эгейский тыловой бассейн и Черногорийский синтаксис к Западной Анатолии. Наиболее быстро смена направления погружения (с юго-западного на восток-северо-восточное) происходит в восточной части Динарид и более плавно в Эллинидах и на Балканском ме-





Рис. 4.2. Результаты первого этапа реконструкции: Ориснтация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения $\sigma_3(a)$, $\sigma_1(b)$, $\sigma_2(b)$; тип напряженного состояния (a); вид тензора напряжений – коэффициент Лоде–Надаи (b); отношение надлитостатическо-



го давления к модулю максимальных касательных напряжений (θ); показатель анизотропии $R_{Anz}(z)$

ждугорье. Следует отметить относительно устойчивое субгоризонтальное расположение оси максимального девиаторного растяжения σ_1 , имеющей в тыловой части Эллинской дуги субмеридиональное простирание с небольшим веерообразным расхождением от оси дуги. Отдельно следует отметить субвертикальную ориентацию осей максимального девиаторного сжатия для земной коры п-ва Пелопоннес.

Тип напряженного состояния. Данные о взаимосвязи ориентации главных осей напряжений с вектором на зенит позволяют осуществлять районирование по типам напряженного состояния. Выделяют семь типов состояний (см. рис. 2.14, раздел 2.3.1). На рис. 4.2, а представлены результаты такого районирования. Видно, что земная кора западной и центральной частей фронта Эллинской дуги вместе с Динаридами находится в обстановке горизонтального сжатия, что вполне согласуется с геологическими данными о наличии крупных надвигов вдоль западных границ Динарид. Только в двух доменах южной оконечности Эллинской дуги и в одном из доменов западной части Динарид наблюдается поддвиговое напряженное состояние, когда погружение осей алгебраически максимального и минимального напряжений близко к 45°. Здесь площадки действия максимальных касательных напряжений имеют субгоризонтальную ориентацию. При продвижении во внутренние (задуговые) области Эллинской дуги со стороны Динарид (в широтном направлении) происходит смена режима к сдвиговому типу поля (субвертикально промежуточное главное напряжение) в Эгейском тыловом бассейне и на севере Западной Анатолии к горизонтальному растяжению (в северо-западном направлении) в Черногорийском синтаксисе и на юге Западной Анатолии. Эти данные также находят свое подтверждение в длительно существующих крупных разрывных структурах: сдвиговых разломах Черногорийского синтаксиса и сбросовых западного сектора Анатолийского блока. На рис. 4.2, а прослеживается широтная асимметрия фронта Эллинской дуги, режим восточной части которой характеризуется сдвиговой обстановкой и сдвигом с растяжением.

Выполненное районирование, как указывалось выше, предопределяет кинематический характер разломообразования, происходящего в настоящее время, поскольку реконструированное поле напряжений фактически является результатом обработки данных о разрывах в очагах произошедших землетрясений. Сопоставление современного поля реконструированных напряжений с данными о длительно действующих разрывных тектонических структурах земной коры, наблюдаемых геологами, позволит продлить время действия современного механизма нагружения исследуемых участков земной коры.

Вид тензора напряжений. Выше были представлены данные об ориентации главных осей напряжений, которые характеризуют три параметра тензора напряжений, полученные в результате реконструкции. Это три эйлеровых угла, определяющие ориентацию трех взаимно ортогональных векторов, т.е. ориентацию трех главных нормальных напряжений, действующих на площадках, вдоль которых касательные напряжения отсутствуют. Однако помимо этих параметров результатами расчета первого этапа реконструкции являются также данные о коэффициенте Лоде- Надаи μ_{σ} , определяющем соотношение главных осей эллипсоида напряжений (отношение главных напряжений) или вид тензора напряжений. Экстремальные значения этого параметра (+1 и -1) соответствуют состояниям одноосного сжатия и растяжения и определяют либо сплюснутый, либо вытянутый вид эллипсоида напряжений. Зна-

чения коэффициента Лоде-Надаи, близкие к нулю, определяют состояние чистого сдвига, когда промежуточное главное девиаторное напряжение равно нулю, а два других равны по величине, но противоположны по знаку.

На рис. 4.2, *б* показано распределение коэффициента Лоде—Надаи в земной коре исследуемой области. Характерным здесь является то, что во фронте Эллинской дуги напряженное состояния меняется вдоль оси дуги с запада на восток от чистого сдвига и сочетания одноосного сжатия с чистым сдвигом к сочетанию чистого сдвига с одноосным растяжением. Тыловая область, охватывающая Черногорийский синтаксис и западную часть Анатолийского блока, находится в состоянии, близком к чистому сдвигу с небольшим смещением значений коэффициента Лоде—Надаи в отрицательную область (одноосное растяжение), а для северо-западной части Анатолии (Западный Поит) характерно сочетание чистого сдвига с одноосным сжатием (значения μ_{π} смещены в область положительных значений).

Интерпретация результатов, представленных на рис. 4.2, возможна с позиции выделения активных и реактивных усилий и соответствующих им направлений. В этом случае западная часть фронта Эллинской дуги представляет собой область активных сжимающих усилий, действующих в северо-западном направлении. Тыловая часть дуги и восточная часть Эллинской дуги характеризуются как области активных субгоризонтальных растягивающих усилий, имеющих субмеридиональную направленность.

Районирование по отношению надлитостатического давления к максимальному касательному напряжению. В соответствии с идеей о близости величины вертикальных напряжений, действующих на горизонтальных площадках в глубинных слоях земной коры, к весу вышележащего столба горных пород (см. раздел 2.3.1), из выражения (2.23) можно получить следующее отношение

$$(p - p_{lt}) / \tau = (1 - \mu_{\sigma}) l_{1z}^{2} - (1 + \mu_{\sigma}) l_{3z}^{2} + 2 / 3\mu_{\sigma},$$
(4.2)

где p_{li} — вес вышележащих горных пород. Левая часть выражения зависит от надлитостатического тектонического давления, а правая часть полностью определена по результатам первого этапа реконструкции: l_{iz} — косинусы углов соответствующих осей главных напряжений (i = 1, 3) с осью на зенит. Поскольку знаменатель левой части — величина всегда положительная согласно выражению (1.16) (модуль максимального касательного напряжения), то само отношение ($p - p_{li}$)/ τ положительно, когда всестороннее давление p больше литостатического, и отрицательно, когда меньше. Предположение о равенстве вертикальных напряжений весу вышележащего столба горных пород выполняется тем точнее, чем ближе состояние исследуемого региона к изостатически скомпенсированному (когда на горизонтальных площадках нет касательных напряжений). Однако и для областей изостатически нескомпенсированных полобные оценки позволяют в первом приближении выполнить районирование по степени интенсивности надлитостатического всестороннего сжатия и девиаторных напряжений.

На рис. 4.2, *в* представлены результаты расчета данного отношения. Характерным здесь является наличие обстановки повышенного всестороннего надлитостатического сжатия для Динарид и фронтальной части западного фланга Эллинской дуги, с одной стороны, и существование обстановки всестороннего растяжения для Балканского междугорья, п-ва Пелопоннес и Черногорийского синтаксиса, а также для Западной Анатолии — с другой. Во внутренней части западного участка Эллинской дуги происходит быстрая смена обстановки всестороннего надлитостатического сжатия к обстановке всестороннего надлитостатического растяжения.

Сочетание максимального надлитостатического давления во фронте надвигающейся Африканской плиты и областей растяжения во внутренней части Эгейской дуги соответствует действию механизма roll-back [Казьмин, 1991; Meijer, Wortel, 1997], обусловленному откатом границы желоба на юго-запад в процессе поддвига Африканской плиты. Скорость перемещения к юго-западу Эллинско-Критской складчатой дуги превышает в 4 раза скорость перемещения в ее тылу Анатолийской микроплиты (данные *GPS*-наблюдений, см. рис. 4.1, *а*). Процесс концентрического растяжения Эгейской микроплиты может быть связан с тем, что во время субдукции активное погружение океанической плиты за счет давления со стороны Африканской плиты периодически прекращается, и она начинает "тонуть" под действием собственного веса, приобретая все более крутой наклон. При этом субдуцирусмая плита "откатывается" в сторону океана (эффект roll-back), увлекая за собой фрагменты активной окраины.

Анизотропия механических свойств. Выше уже упоминалось, что для исследуемого региона оценивалось подобие тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Подобная оценка делалась на основе расчета разности двух нормированных тензоров

$$R_{Anz} = \sqrt{(\bar{s}_{ij} - S_{ij})(\bar{s}_{ij} - S_{ij})/2} \quad \Pi p \mu \, \bar{s}_{ij} = s_{ij}/\tau_I \quad \mu \quad \tau_I = \sqrt{s_{ij} s_{ij}/2}, \tag{4.3}$$

где $\overline{s_{ij}}$ – девиатор напряжений, нормированный на интенсивность касательных напряжений, а S_{ij} – тензор приращений сейсмотектонических деформаций, который в силу (3.7) уже является нормированным тензором. В случае, когда тензор напряжений и тензор приращений сейсмотектонических деформаций являются подобными, значение величины R_{Anz} стремится к нулю. Максимально возможные значения ($R_{Anz} = 2$) можно получить, рассчитав в соответствии с выражением (4.3) разность двух тензоров одноосного сжатия и растяжения, у которых совпадают главные оси, а индексы различны.

На рис. 4.2, г представлены результаты районирования изучаемого региона по параметру R_{Anz} . Для бо́льшей части фронта Эллинской дуги, Эгейского тылового бассейна и обширных областей Западной Анатолии наблюдается подобие тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, что говорит о квазиизотропном поведении массивов горных пород на исследуемом масштабном уровне. В то же время для большого числа доменов тыловой части Эллинской дуги, Балканского междугорья и северной части Западной Анатолии (Мраморное море) имеют место относительно большие значения параметра R_{Anz} . Здесь тензоры действующих девиаторных напряжений и остаточных разрывных деформаций сильно различаются и квазипластическое течение носит анизотропный характер.

Тектонические напряжения сейсмоактивных регионов

Траектории субгоризонтальных псевдоглавных напряжений. Полученные после первого этапа реконструкции данные обрабатывались с целью представления информации о параметрах поля тектонических напряжений в виде, наиболее удобном для геодинамического анализа. В частности, данные об ориентации главных осей тензора напряжений и значениях коэффициента Лоде— Надаи позволяют рассчитать ориентацию наибольших и наименьших сжимающих напряжений, действующих на вертикальных плопладках земной коры. Эти напряжения можно именовать псевдоглавными латеральными напряжениями, поскольку они действуют в земной коре на вертикальных площадках, для которых компонента горизонтально ориентированных касательных напряжений отсутствует (см. левый фрагмент рис. 3.26). Направления этих псевдоглавных напряжений совпадают с главными полуосями эллипса, который можно получить путем рассечения эллипсоида напряжений горизонтальной плоскостью. Использование данных о горизонтальных псевдоглавных напряжениях позволяет более четко выполнить анализ характера краевых условий нагружения литосферы, необходимый для постановки задачи при численном или физическом моделировании.

На рис. 4.3, *а* изображены траектории псевдоглавных осей напряжений, полученных по результатам выполненной реконструкции. Согласно данным рис. 4.3, *а*, на западном секторе исследуемого района в пределах Динарид и Эллинид, траектории максимальных горизонтальных сжимающих напряжений σ_{H2} субнормальны к простиранию зоны столкновения Африканской и Евразийской плит, но в районе Эллинско-Критского желоба и на восточном фланге Эллинской дуги траектории этих осей составляют с простиранием субдукционной зоны углы, близкие к 45°.

Важной особенностью поля напряжений является ориентация траекторий горизонтального девиаторного растяжения или наименьшего горизонтального сжатия σ_{H1} , определяющих в свою очередь простирание (нормальное к этим траекториям) грабенов и сбросов в осадочных покровах. Области с соответствующей ориентировкой напряжений по отношению к субширотно ориентированным (веерообразно расходящимся) грабенам наблюдаются вдоль западного сегмента Анатолийской плиты. Заметим также, что простирание грабенов в южной части п-ва Пелопоннес и западной части о. Крит идет несогласно с ориентацией этих траекторий. Из данных рис. 4.3, *а* также следует, что в центральной и южной частях Эгейского моря существует область, к которой с трех сторон (с севера, северо-запада и юго-востока) стягиваются траектории осей минимального горизонтального сжатия.

Траектории поддвиговых касательных напряжений. Результаты первого этапа реконструкции позволяют также осуществить расчет направления касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках (см. правый фрагмент рис. 3.26). Эти данные определенным образом дополняют данные о расчете псевдоглавных напряжений, поскольку общим в обоих случаях является совпадение направления одной из осей декартовой системы координат с направлением на зенит. На рис. 4.3, *б* представлены траектории поддвиговых касательных напряжений τ_z , определяющие направление воздействия на подошву коры со стороны верхней мантии. (Закраска стрелок, определяющих направления действия τ_z , осуществлялась в зависимости от значения отношения касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках, к интенсивности касательных напряжений τ_l). Видно, что воздействие во фронте Эллинской дуги имеет северо-восточное направление с не-



Рис. 4.3 (начало)



Рис. 4.3. Представление результатов первого этапа реконструкции в виде: траскторий горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с их относительной величиной (*б*); траекторий простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (*в*)

большим изменением до север—северо-восточного в пределах центрального фланга дуги южнее о. Крит. Такая ориентация согласуется с представлением об активных мантийных усилиях на подошве пододвигающейся вследствие конвективных течений мантии Африканской плиты.

В пределах Балканского междугорья и Эгейского тылового бассейна имеет место смена направления воздействия соответственно на восток—юго-восточное и юг—юго-восточное. В северной и западной частях Западной Анатолии поддвиговые касательные напряжения имеют запад—северо-западное и запад—юго-западное направления. В южной части Западной Анатолии ориентация поддвиговых касательных напряжений направлена противоположно (северо-восточная). Подобный неоднородный характер распределения касательных напряжений на горизонтальных площадках может быть связан с наличием двух встречных потоков в верхней мантии этой части региона.

Траектории простирания плоскостей скальтвания. Данные об ориентации осей главных нормальных напряжений дают возможность построить плоскости действия максимальных кулоновых напряжений — плоскости скалывания. Поскольку при

расчетах относительных величин напряжений значение коэффициента внутреннего трения k_f предполагалось равным 0.5, при расчете ориентации плоскостей скалывания угол внутреннего трения φ_p на который на диаграмме Мора в сторону оси σ_1 отклоняется нормаль этой плоскости от нормали к площадке действия максимальных касательных напряжений, принимался равным 26.5°. Так как точность реконструкции ориентации главных осей напряжений определяется в пределах 10–15° (это точность большинства сейсмологических данных о механизмах очагов), то рассчитывались вектора простирания для субвертикальных плоскостей (угол плоскости с горизонтом более 30°). По результатам расчета были построены траектории векторов простирания плоскостей скалывания с левосдвиговой и правосдвиговой компонентами смещений соответственно (см. рис. 4.3, *в*).

При построении траекторий использовались те же условные обозначения, которые обычно используются при графическом изображении разломов (соответствующие значки ставились со стороны погружения лежачего крыла плоскости скалывания). Однако не следует воспринимать соответствующие траектории как прогнозируемые в данном месте разломы. Для каждой отдельной области ориентацию траекторий этих векторов следует сопоставлять с ориентацией крупных региональных разрывов, выделяемых геологическими методами. При этом следует иметь в виду, что параметры реконструированного поля характеризуют современный этап нагружения исследуемого региона и поэтому построенные по данным об этих напряжениях плоскости скалывания могут не совпадать с разломами, образование которых произошло на предыдущих этапах деформирования. В случае, когда удается найти совпадение ориентации построенных плоскостей скалывания с простиранием существующих разрывов, образование последних можно отнести к современному этапу нагружения, полагая их активность наибольшей.

Анализ данных рис. 4.3, в показывает, что для основных разрывных структур, формирующих Эллинскую дугу (западная часть — Динариды и Эллиниды, центральная часть – область к югу от о. Крит и восточный сегмент дуги), наблюдается определенное подобие их простирания с построенными траекториями простирания плоскостей скалывания. В то же время простирание разрывных структур сегмента дуги к югу от п-ва Пелопоннес отличается от простирания построенных траекторий (с правосторонней компонентой сдвига) почти на 45°. Совпадает простирание траекторий с правосторонней компонентой сдвига с разломами в Эгейском тыловом бассейне и Мраморном море вплоть до Западного Поита. Всерообразное раскрытие грабенов юго-западной части Анатолии хорошо совпадает с соответствующим простиранием сопряженных плоскостей скалывания. Следует отметить, что для тех участков земной коры, для которых ряду построенных траекторий простирания плоскостей скалывания не удается найти соответствия в представленной здесь обобщенной схеме разрывных структур, необходим более детальный анализ разрывных структур меньшего масштабного уровня. Возможно, разрывные структуры с простиранием, подобным траекториям, изображенным на рис. 4.3, в, только начинают формироваться и поэтому они не вошли в представленную здесь обобщенную схему разрывов исследуемого региона.

4.1.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. В соответствии с алгоритмом, изложенным в главе 3, выполнялся и анализ однородных выборок на диаграмме Мора. По результатам этого анализа оценивалось положение круга Мора вдоль горизонтальной оси. При расчетах линия сопротивления с минимальным трением строилась через точку на моровской плоскости (касательные и нормальные напряжения), доставляющую минимальное значение перпендикуляра из центра большого круга Мора до линии, выходящей из начала координат и параллельной линии внутреннего трения (точка *K* на рис. 3.12). Результатом анализа однородных выборок на диаграмме Мора является определение относительных значений эффективного давления p^*/τ_f и максимальных касательных напряжений τ/τ_f .

На рис. 4.4, a, b представлены результаты районирования по значениям отношений p^*/τ_f и τ/τ_f . Согласно представленным результатам, максимальные значения этих параметров достигаются для земной коры Эгейского тылового бассейна и центральной части Черногорийского синтаксиса. Земная кора Эллинской дуги имеет средний уровень напряжений. Для среды с внутренним трением (например, для среды с реологией Драккера- Прагера) важную роль играет соотношение девиаторных напряжений и всестороннего давления. На рис. 4.4, *в* показано значение отношения эффективного давления к максимальному касательному напряжению. Отметим повышенные значения отношения p^*/τ для земной коры западного участка Эллинской дуги вблизи п-ва Пелопоннес и пониженные — для Балканского междугорья. Результаты анализа позволяют предположить, что в земной коре Балканского междугорья на более низком масштабном уровне могут идти процессы хрупкого разрушения, а на западном участке Эллинской дуги -- процессы пластического течения.

Области повышенной скорости дилатансии. Параметр C_{Dl} (см. раздел 1.2.2) харакгеризует соотношение между эффективным давлением и девиаторными напряжениями и позволяет выделять области, условия нагружения которых благоприятствуют ускорению здесь дилатансионных процессов. Заменив в (1.98) p на p^* , выражение для C_{Dl} можно записать как функцию эффективного давления, максимального касательного напряжения и коэффициента Лоде—Надаи, определяющего вид тензора напряжений:

$$C_{Dl} = \frac{p^* / \tau - (1 - \mu_{\sigma} / 3)}{p^* / \tau + (1 + \mu_{\sigma} / 3)}.$$
(4.4)

На рис. 4.5, *а* представлены результаты районирования земной коры в соответствии со значениями параметра C_{Dl} . Согласно данным рис. 4.5, *а*, большие участки Эллинской дуги вблизи п-ва Пелопоннес и о. Крит находятся в состоянии интенсивного дилатансионного разрыхления. Но наиболее сильно этот процесс может быть выражен в земной коре Эгейского тылового бассейна и центральной части Черногорийского синтаксиса и Западной Анатолии. Опыт расчетов (см. далее) показывает, что значения параметра $0.3 \le C_{Dl} \le 0.35$ могут рассматриваться как прогностические, так как в областях с такими значениями происходят наиболее сильные землетрясения. Анализ корреляции значений параметра C_{Dl} для данного региона по-



Рис. 4.4 (начало)



Рис. 4.4. Результаты второго этапа реконструкции: относительные значения эффективного давления $p^*/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; отношение $p^*/\tau(b)$

казал, что из олиннадцати землетрясений с магнитудами $M_b \ge 6$, попавших в домены, для которых выполнена реконструкция напряжений, девять землетрясений произошли именно там, где $0.3 \le C_{Dl} \le 0.35$, одно землетрясение было в домене, для которого $0.2 \le C_{Dl} \le 0.3$, и одно было там, где $0 \le C_{Dl} \le 0.2$.

Флюидное давление. Величина флюидного давления рассчитывалась в приближенной постановке. При этом использовалось предположение о близости нормальных напряжений, действующих на вертикальных площадках (см. раздел 3.6.2), весу столба вышележащих горных пород:

$$p_{fl} = \gamma \frac{H}{2} + \left[-\left\langle \frac{p}{\tau_f} \right\rangle + \overline{\sigma}_{zz} \left\langle \frac{\tau}{\tau_f} \right\rangle \right] \tau_f, \qquad (4.5)$$

где *H* — глубина точек расчета (20 км). Значение эффективного внутреннего сцепления массивов горных пород τ_f предполагалось равным 50 бар. Такое значение было принято в соответствии с результатами более детальных оценок, выполненных для земной коры Южных Курил и Японии, а также афтершоковой области Нордриджского (1994 г.) и Спитакского (1988 г.) землетрясений (см. далее).



Рис. 4.5 (начало)



Рис. 4.5. Результаты третьего этапа реконструкции: значения коэффициента $C_{Dl}(a)$; относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = \rho_{fl}/\rho_{ll}(\delta)$; отношение всестороннего давления в твердой и жидкой фазах $p/\rho_{fl}(\delta)$

На рис. 4.5, б представлены результаты районирования земной коры по величине отношения флюидного давления к литостатическому давлению ($\lambda = p_{fl}/p_{ll}$), которое рассчитывалось для значений плотности $\rho_c = 2.7$ г/см³, $\rho_{fl} = 1$ г/см³ и H = 20 км. Полученные значения λ выше значения, рассчитанного согласно гидростатическому закону распределения флюидного давления по глубине ($\lambda \approx 0.37$). Существуют обширные области земной коры вдоль Эллинской дуги и в пределах разломов Мраморного моря, где значения флюидного давления близки к литостатическому давлению горных пород на данной глубине. Следует отметить, что повышение сейсмичности наблюдается в областях повышенного флюидного давления.

Используя принятое значение величины эффективного внутреннего сцепления массивов горных пород $\tau_f = 50$ бар, рассчитывалось значение отношения тектонического давления к флюидному:

$$p / p_{,j} = p / p_{,j} + 1.$$
 (4.6)

На рис. 4.5, *в* показано распределение в земной коре значений этого отношения, которые находятся в диапазоне от 1 до 1.35. Земная кора Эллинской дуги находится в обстановке низкого и среднего уровня значений этого отношения. Обширные об-

ласти земной коры Черногорийского синтаксиса, северной части Эгейского моря и Западной Анатолии имеют высокие значения отношения p/p_{fl} . Следует отметить, что шесть из наиболее сильных землетрясений исследуемого региона произошли там, где эти значения повышены (более 1.2), а три там, где отношение p/p_{fl} минимальное. При этом области повышенной сейсмичности тяготеют к пониженным значениям отношения p/p_{dl} .

* * *

Выполненный анализ современного напряженного состояния Восточного Средиземноморья указывает на сложное сочетание ряда активных воздействий, определивших особенности пространственного распределения его параметров. Совместный анализ результатов реконструкции эволюции геодинамического развития главных тектонических структур Эгейской сейсмоактивной области и современного напряженного состояния позволяет выделить несколько главных внутренних и внешних источников деформирующих усилий.

1. Механизм *А*-субдукции в северо-восточном направлении в районе Динарид, формирующий здесь системы надвигов и обстановку изотропного (всестороннего) сжатия по обе стороны от границы столкновения плит. Характерным здесь является ориентация осей промежуточного главного напряжения σ_2 в широкой (150-200 км) полосе вдоль простирания субдукционной зоны и падение осей алгебраически максимальных (σ_1) и минимальных (σ_3) главных напряжений соответственно под океаническую и под континентальную литосферы. Последнее можно интерпретировать как факт наличия повышенных значений поддвиговых касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках земной коры в восток—северо-восточном направлении, как результат конвекции в верхней мантии.

2. Механизм "откатывания" в юго-западном направлении границы столкновения океанической и континентальной литосфер в Эллинско-Критской зоне *B*-субдукции, сопровождающийся "поддвигом" океанической коры под континентальную в северо-восточном направлении. Возможным механизмом такого "откагывания" в юго-западном направлении является продвижение аномальной мантии с севера (Мраморное море) на юг. В пользу такой интерпретации свидетельствует субвертикальная ориентация осей σ_2 и σ_3 . Вследствие контакта субдуцируемой океанической литосферы с континентальной, последняя растягивается в юго-западном направлении, как бы набегая на пододвигающуюся литосферную плиту. В океанической коре происходит суммирование сжатия, обусловленного лавлением Африканской плиты, и растяжения от натяжения континентальной литосферы со стороны Эгейской впадины. В итоге в горизонтальной плоскости в юго-западном направлении тоже наблюдается растяжение.

3. Механизм пассивного сдвигания восточного сегмента Эллинской островной дуги, обусловленного "набеганием" континентальной коры на океаническую, в сопредельных с этим сегментом западных частях дуги. Здесь формируется система кулисообразных левых сдвигов северо-восточного простирания, определяющая в качестве направления максимального горизонтального сжатия субмеридиональное, а в качестве направления минимального сжатия субширотное. Тектонические напряжения сейсмоактивных регионов

4. Поднятие коры под действием всплывающего астенолита в районе п-ва Пелопоннес и в Западной Анатолии. В окрестности этих областей в дополнение к названным выше деформирующим усилиям в коре в радиальном направлении формируются напряжения растяжения в эпицентральной части и радиального сжатия в периферийных областях. Складываясь с напряжениями, вызванными другими воздействиями, последние либо увеличивают интенсивность тензора напряжений (в случае близости направления действия напряжений одинакового индекса), либо уменьшают. Переиндексация главных напряжений, действующих в субгоризонтальном направлении в западной части Анатолийской плиты, соответствует области резкого увеличения амплитуд горизонтальных перемещений. Механизм этих изменений тензора напряжений может быть связан с гравитационным растеканием воздымающейся Западной Анатолии под воздействием аномальной мантии, продвигающейся с северо-запада (Мраморное море).

4.2. АРАВИЙСКИЙ СИНТАКСИС

4.2.1. Исходные сейсмологические данные

Для реконструкции параметров современного поля напряжений земной коры Аравийского синтаксиса использовался смешанный каталог сейсмологических данных, созданный для области $38^\circ-62^\circ$ в.д. и $25^\circ-45^\circ$ с.ш., основу которого составили сейсмологические данные о *СМТ*-решениях 320 очагов землетрясений (максимальная глубина 152 км) с магнитудами $4.8 \le M_b \le 6.7$, произошедших с января 1976 г. по июль 2003 г., которые были полученные с *Web*-узла Гарвардского университета. На рис. 4.6 изображены механизмы землетрясений для $M_b \ge 6.0$, а в табл. 4.2 параметры для наилучшего приближения *СМТ*-решения механизмом очага в виде двойного диполя.

Поскольку площадь изучаемого региона почти в четыре раза больше площади Эгейской сейсмоактивной области, то этот каталог землетрясений дополнялся сейсмологическими данными, собранными из различных литературных источников [Землетрясения в СССР в 1968 г., Е 1989г.; Широкова, 1967, 1977; Балакина и др., 1972; МсКепzie, 1972; Nowroozi, 1972; Jackson, Fitch, 1981; Sborshchikov, et al., 1981; Chandra, 1984; Jackson, McKenzie, 1984; Баграмян, 1988; Мострюков, Петров, 1994]. Дополнительно были включены 907 землетрясений с магнитудами $M_b = 3.5$ (магнитуды пересчитывались из магнитуд M_s , M_L и др.). Таким образом, общий каталог составил 1227 механизмов очагов землетрясений в виде двойного диполя.

Гак же, как и для Восточного Средиземноморья, обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 2003а] в узлах сетки 0.5×0.5° и глубиной 15 км. Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 307 квазиоднородных доменов. Число событий в однородной выборке землетрясений составляло от 5 до 10. Для доменов, в которых количество событий в начальной выборке позво-



Рис. 4.6. Исходные данные для реконструкции напряжений земной коры Аравийского синтаксиса: распределение эпицентров землетрясений из каталога механизмов, а также *СМТ*-решения для землетрясений с магнитудами $M_b \ge 6$

Тектонические провинции: АП – Апшеронский порог; ББ – Большой Балхан; БК – Большой Кавказ; ВП – Восточный Понт; ВТ – Восточный Тавр; Де – Дезфул; За – Загрос; КБ – Казерун-Бораджанская флексурная зона; Ко – Копетдаг; ЛБ – Лутский блок; МК · Малый Кавказ; ОВ – Ормузский выступ; ПФ – платформа Фарах; Та – Талыш; Фа – Фарс; ЦИ – Центрально-Иранская плита; Эл – Эльбурс; ЮК – Южный Каспий

ляло осуществлять мониторинг напряженного состояния, рассчитывались средние за весь период наблюдений параметры тензора напряжений (см. раздел 4.1.1).

Таблица 4.2.

Дата	M_{h}	 Географ. координаты 		Глубина	P		Т	
	5	в. д	с. ш	КМ	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение
08.04.1976 г.	6.5	63.77	40.31	33	187	1	279	77
08.04.1976 r.	6.2	63.81	40.17	33	338	19	108	62
22.04.1976 г.	6.0	52.13	28.71	24	45	4	170	83
17.05.1976 г.	6.3	63.47	40.38	10	139	9	335	80
24.11.1976 г.	6.1	44.03	39.12	36	157	2	66	15
21.03.1977 г.	6.2	56.39	27.61	29	171	18	339	71
01.04.1977 г.	6.2	56.33	27.55	29	172	1	348	89
04.06.1978 r.	6.0	63.61	40.38	33	184	8	298	70
16.09.1978 r.	6.5	57.43	33.39	33	226	13	11	74
04.11.1978 r.	6.1	48.90	37.67	34	89	36	270	54
16.01.1979 г.	6.7	59.47	33.90	33	228	25	122	31
14.11.1979 г.	6.0	59.74	33.92	33	218	26	115	25
27.11.1979 г.	6.1	59.73	33.96	10	221	29	129	4
11.06.1981 г.	6.1	57.71	29.91	33	29	30	146	39
18.04.1983 r.	6.5	62.06	27,72	37	81	74	335	4
30.10.1983 r.	6.1	42,17	40.29	17	168	24	78	1
19.03.1984 r.	6.5	63.33	40.29	26	130	24	314	66
29.10.1985 г.	6.0	54.81	36.72	33	344	18	119	66
06.03.1986 г.	6.2	51.53	40.39	33	214	48	26	42
07.12.1988 г.	6.3	44.20	41.00	10	167	19	293	60
16.09.1989 г.	6.3	51.60	40.37	33	281	62	43	16
17.09.1989 г.	6.1	51.79	40.19	33	93	72	220	11
06.11.1990 r.	6.2	55.46	28.23	25	172	9	302	76
20.06.1990 г.	6.3	49.41	36.96	10	67	9	163	34
29.04.1991 г.	6.2	43.65	42.49	10	186	7	311	77
29.02.1991 г.	6.0	43.88	42.45	10	161	4	276	80
15.06.1991 г.	6.0	43.99	42.44	10	79	5	341	56
13.03.1992 г.	6.2	39.57	39.71	28	168	1	78	7
23.10.1992 r.	6.2	45.07	42.50	33	166	37	325	51
23.02.1994 г.	6.0	60.61	30.87	10	51	12	215	77
24.02.1994 г.	6.0	60.51	30.78	13	58	3	165	79
10.05.1997 r.	6.4	59.81	33.83	10	203	5	113	5
04.03.1999 г.	6.2	57.19	28.34	33	178	30	11	59
25.11.2000 г.	6.2	49.95	40.17	33	217	68	31	22
06.12.2000 r.	6.7	54.80	39.57	30	197	19	323	60
22.06.2002 г.	6.2	49.05	35.63	10	198	17	3	73

Параметры фокальных механизмов в виде двойного диполя для варианта наилучшего приближения CMT-решений землетрясений с $M_h \ge 6.0$

4.2.2. Первый этап реконструкции

Ориентация осей главных напряжений. Анализ данных об ориентации трех главных осей тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, а также данных о коэффициенте Лоде—Надаи этих тензоров показал, что для более чем 83% квазиоднородных доменов выполнялось условие подобия тензоров



Рис. 4.7. Результаты первого этапа реконструкции: Ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения $\sigma_3(a)$, $\sigma_1(b)$, $\sigma_2(a)$; тип напряженного состояния (*a*); вид тензора напряжений — коэффициент Лоде—Надаи (*b*); отношение надлитостатического



давления к модулю максимальных касательных напряжений (a); показатель анизотропии $R_{Anz}(c)$

напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций ($R_{Anz} \leq 0.2$) при квазипластическом течении горных пород (полная изотропия свойств наблюдалась для 151 доменов — 48%). Результаты реконструкции первого этапа ранее были представлены в работах [Ребецкий, 19976; Rebetsky et al., 1997].

На рис. 4.7 показаны проекции на горизонтальную поверхность главных осей алгебраически минимального, максимального и промежуточного напряжений, построенные в направлении погружения в узлах, где выполнялось их определение. Характерной особенностью поля является юг-юго-западная ориентация оси максимального сжатия с погружением на юг. Такая ориентация наблюдается для большинства горных областей Большого и Малого Кавказа, Копетдага и Загроса, для Центрально-Иранской плиты, в долине Фарс и на карбонатной платформе Фарах (см. рис. 4.7, а). Вблизи Оманской дуги оси максимального сжатия имеют субмеридиональную ориентацию, а в Восточном Понте и Восточном Тавре наблюдается некоторое отклонение этих осей на юг-юго-восток (по погружению). В земной коре Дагестана и обширных областей Эльбурса и долины Дезфул оси этих напряжений практически субгоризонтальны. Особо следует отметить крутой разворот, вплоть до широтной ориентации, осей максимального сжатия вдоль западного побережья Южного Каспия (Талыш и Кюрдамирский вал). Оси максимальных растягивающих и промежуточных девиаторных напряжений имеют взаимозаменяемую субгоризонтальную (погружение запад-северо-западное для о, и восток-юго-восточное для о,) или субвертикальную ориентации (см. рис. 4.7, б, в).

Анализ ориентации главных осей поля современных напряжений подтверждает известную точку зрения об определяющей роли в тектоническом режиме Аравийского синтаксиса субгоризонтального давления со стороны Аравийской плиты. Наклон погружений осей напряжений максимального сжатия под Аравийскую плиту в пределах южных границ платформы Фарах, долин Фарс и Дезфул позволяет предложить в качестве активных усилий, определяющих движение этой плиты, конвективные мантийные течения. Отдельному анализу подлежит характер напряженного состояния вдоль западного и юго-западного побережий Южного Каспия. Разворот осей максимального девиаторного сжатия и смена погружения на северо-восточный связывается с тормозящим эффектом со стороны литосферного корня южнокаспийской впадины общему (север—северо-восточному) движению земной коры, обусловленному давлением Аравийской плиты [Никитина и др., 1997].

Районирование по типу напряженного состояния, виду тензора напряжений и подобию тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. На основе анализа данных об ориентации осей главных напряжений на рис. 4.7, *а* представлено районирование исследуемого региона по типу поля напряжений, определяющее, в конечном итоге, характер движения вдоль существующей системы разломов. Так же, как это было сделано выше, использовалась схема деления на семь типов напряженного состояния. Отметим практически повсеместное наличие обстановки горизонтального сжатия и его сочетание со сдвигом вдоль сегментов, примыкающих к поддвигающейся Аравийской плите (Восточный Тавр, платформа Фарах, долины Фарс и Дезфул), а также лля общирных областей Большого Кавказа, Эльбурса и Талыша. В то же время для горных областей Копетдага, Малого Кавказа, Восточного Понта и в районе сочленения северных частей долин Фарс и Дезфул (Казерун-Бораджанская флексурная зона) существует сдвиговая обстановка. Для ряда областей Малого и Большого Кавказа, а также вдоль южного ограничения Центрального Каспия имеет место обстановка растяжения, обусловленная крутым погружением здесь оси максимального девиаторного сжатия. Вдоль Апшеронского порога и в центральной части Большого Кавказа существует поддвиговая обстановка. Здесь оси максимального девиаторного сжатия и растяжения наклонены к горизонту под углами, близкими к 45°.

На рис. 4.7, б показаны области разных значений коэффициента Лоде—Надаи. Основные типы тензора девиаторных напряжений исследуемого района -- чистый сдвиг и его сочетание с одноосным сжатием. Области, максимально приближенные к состоянию одноосного сжатия, сосредоточены в Центральной Иранской плите и смежных с ней областях. На Кавказе существует ряд областей, где сочетается состояние сдвига с состоянием одноосного растяжения.

Районирование по отношению надлитостатического давления к максимальным касательным напряжениям и степени анизотропии. В соответствии с выражением (4.2) по данным об ориентации осей главных напряжений и значениям коэффициента Лоде—Надаи рассчитывалось значение отношения $(p - p_{fl})/\tau$. На рис. 4.7, в представлены результаты районирования исследуемого региона по данному параметру. Области высокого всестороннего сжатия соответствуют участкам земной коры с состоянием горизонтального сжатия (см. рис. 4.7, а) вблизи границ Аравийской и Скифской плит. Состояние интенсивного всестороннего сжатия наблюдается также вдоль юго-западной границы Южного Каспия. Относительно большие области с состоянием всестороннего надлитостатического растяжения имеются в пределах центральной части Апшеронского порога и для ряда участков Малого Кавказа и центральной части Большого Кавказа.

Для исследуемого региона также оценивалось подобие тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, определяющее анизотропию механических свойств для масштабного уровня осреднения, соответствующего результатам реконструкции. На рис. 4.7, *е* представлены результаты районирования изучаемого региона по параметру R_{Anz} (4.3). В отличие от Восточного Средиземноморья области повышенной анизотропии, в которых эллипсоиды тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций менее похожи, расположены не столь концентрированно. Такие области наблюдаются в земной коре центральной части Большого Кавказа, Малого Кавказа, п-ва Мангышлак, Эльбурса и юго-западной границы платформы Фарах. В целом для Аравийского синтаксиса характерно подобие тензоров девиаторных напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций.

Траектории осей субгоризонтальных псевдоглавных напряжений. Полученные после первого этапа реконструкции данные обрабатывались с целью получения информации о параметрах поля тектонических напряжений в географической системе координат. На рис. 4.8, *а* показаны траектории главных осей эллипса в горизонтальном сечении эллипсоида напряжений — осей напряжений максимального и минимального сжатий в горизонтальном направлении (псевдоглавные напряжения). Общее состояние исследуемого региона определяется северо-восточным горизонтальным сжатием. Небольшой разворот осей максимального горизонтального сжатия



Рис. 4.8 (начало)



Рис. 4.8. Представление результатов первого этапа реконструкции в виде: траекторий горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с их относительной величиной (*б*); траекторий простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (*в*)

σ_{H2} до север—северо-восточного и даже северного отмечается в центральной части Большого и Малого Кавказа, вблизи Ормузского выступа и в Восточном Понте. В Восточном Тавре этот разворот увеличивается до север—северо-западного направления.

Отдельно следует анализировать состояние западного и юго-западного побережий Южного Каспия. Здесь имеет место разворот осей максимального горизонтального сжатия в направлении до восток—северо-восточного. Субширотная ориентация осей вдоль западного берега Южного Каспия и меридиональная в пределах Эльбурса находятся в хорошем согласии с ориентацией простирания шарниров складок [Сборщиков, 1988]. В данных компонентах тензора напряжений четко прослеживаются как влияние субмеридионального давления Аравийской плиты, так и радиально-концентрическая структура поля западного борта Южно-Каспийской впадины [Гущенко и др., 1990].

Траектории поддвиговых напряжений. На рис. 4.8, *б* изображены траектории поддвиговых касательных напряжений, действующих в земной коре на горизонтальных площадках с нормалью, направленной к центру Земли. В первом приближении можно говорить о том, что соответствующая ориентировка касательных напряжений отражает градиент в вертикальном сечении скорости горизонтального течения вещест ва коры и литосферы в целом. Последнее позволяет сделать предположение о северсеверо-восточном направлении "течения" в астеносфере, формирующем соответствующие сдвиговые деформации в литосфере. Вероятно, таким образом ориентированное течение в астеносфере, помимо давления со стороны рифта в Красном море, определяет субмеридиональное движение Аравийской плиты.

Следует отметить чрезвычайно важную особенность ориентации этих напряжений для земной коры горных областей Эльбурса, окаймляющих с юга Южно-Каспийскую впадину, и в Куринской межгорной впадины. Ориентация поддвиговых касательных напряжений на этих участках достаточно резко поменялась на субширотную. Подобные изменения можно встретить и в некоторых других участках исследуемого региона (области сочленения провинций Фарс и Дезфур — восточный борт Казерун-Бораджанской флексурной зоны), но здесь интенсивность касательных напряжений близка к максимальной, т.е. горизонтальные площадки близки по ориентации к плоскостям действия максимальных касательных напряжений.

Траектории простирания плоскостей скалывания. На основе данных об ориентации осей главных нормальных напряжений были построены плоскости действия максимальных кулоновых напряжений — плоскости скалывания. При расчетах относительных величин напряжений значение коэффициента внутреннего трения k_f предполагалось равным 0.5. На рис. 4.8, *в* показаны траектории простирания этих плоскостей с левосдвиговой и правосдвиговой компонентами. При расчетах векторы простирания строились для субвертикальных плоскостей (угол плоскости с горизонтом более 30°).

Полученные карты можно сопоставить с крупными геологическими разломами и выполнить на их основе районирование исследуемой территории по степени активности разломов на современном этапе. Так, в частности, характерные для Большого Кавказа взбросы субширотного простирания близки по ориентации к плоскостям скалывания в современном поле напряжений с правосдвиговой (в восточной части) и левосдвиговой (в западной части) компонентами. Сдвиговым разломам юго—западного простирания Восточного Понта и Малого Кавказа отвечают плоскости скалывания с левосдвиговой компонентой. Простирание разломов, окантуривающих с юга и юго-востока Южный Каспий, также хорошо коррелирует с траекториями простирания плоскости скалывания с левосдвиговой компонентой. Разломам Копетдага и разлому вблизи Лутского блока с север—северо-западным простиранием отвечают плоскости скалывания с правосдвиговой компонентой. Также к активным следует отнести правосдвиговую Казерун-Бораджанскую флексуру и субширотные взбросы платформы Фарах.

4.2.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. В соответствии с алгоритмом второго этапа реконструкции были рассчитаны относительные значения эффективного давления p^*/τ_t и максимального каса-

тельного напряжения τ/τ_{f} . На рис. 4.9, *a*, *б* показаны результаты районирования территории в соответствии со значениями этих параметров. Следует отметить, что ряд областей высокого всестороннего надлитостатического давления, представленных на рис. 4.7, *в*, здесь являются областями со средним и даже низким уровнем эффективного давления. Это прежде всего относится к областям земной коры Большого Кавказа, Эльбурса и вдоль участка южного ограничения платформы Фарах. Земная кора западного и юго-западного бортов Южного Кавлется низков аномально низкого эффективного давления в исследуемом регионе.

Области наиболее интенсивных значений максимальных касательных напряжений расположены в земной коре вблизи Ормузского выступа и Лутского блока. Соответственно Куринская впадина, западная часть горной области Эльбурса и ряд областей центральной части Большого Кавказа находятся в условиях действия наиболее низких значений максимальных касательных напряжений. Отдельные домены с низким уровнем касательных напряжений встречаются и в других участках исследуемого региона, но в указанных областях их представительство более выражено. Районирование земной коры по отношению эффективного всестороннего давления к максимальному касательному напряжению позволяет выделить в центральной части Большого Кавказа близкорасположенные области с высококонтрастным значением этого параметра (рис. 4.9, *в*). Соседство таких областей может характеризовать реологическое состояние горных массивов этого участка земной коры как существенно неоднородное, сочетающее в себе элементы хрупкого и пластического деформирований.



Рис. 4.9 (начало)



Рис. 4.9. Результаты второго этапа реконструкции: относительные значения эффективного давления $p'/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; отношение $p'/\tau(b)$

Области повышенной скорости дилатансии и флюидное давление. На рис. 4.10, а представлены результаты районирования земной коры исследуемого региона в соответствии со значениями параметра C_{Dl} . Согласно полученным данным, наиболее интенсивно состояние дилатансионного разрыхления ($0.2 \le C_{Dl} \le 0.35$) должно наблюдаться в земной коре южной границы Центрально-Иранской плиты вдоль области коллизии Аравийской плиты, а также в горных областях Копетдага. Наоборот, низкие скорости дилатансионного разрыхления могут наблюдаться в земной коре окружения Южного Каспия и Большого Кавказа, за исключением отдельных областей в центральной его части.

На третьем этапе расчета в приближенной постановке, так же как и для Восточного Средиземноморья, рассчитывалась величина флюидного давления. Значение эффективного внутреннего сцепления массивов горных пород τ_f предполагалось равным 100 бар. На рис. 4.10, *б* представлены результаты районирования земной коры по величине отношения флюидного давления к литостатическому давлению ($\lambda = p_{fl}/p_h$), которое рассчитывалось для значений плотности $\rho_c = 2.7$ г/см³, $\rho_{fl} = 1$ г/см³ и H = 15 км. Если сравнивать полученную карту с картой распределения этого отношения для земной коры Восточного Средиземноморья, то прежде всего следует отметить существенно более высокую пространственную неоднородность λ . Наиболее общирные области высокого флюидного давления находятся в земной коре западного и южного обрамлений Южного Каспия, а также на Большом Кавказе. В отличие от Южного Каспия на Большом Кавказе имеются области низкого флю-



Рис. 4.10. (начало)



Рис. 4.10. Результаты третьего этапа реконструкции: значения коэффициента $C_{Dl}(a)$; относительные значения флюидного давления — коэффициент $\lambda - p_{jl}/p_{ll}(\delta)$; отношение всестороннего давления в твердой и жидкой фазах $p/p_{jl}(s)$

идного давления, близкого к гидростатике. Достаточно однородная картина распределения этого отношения средней интенсивности наблюдается для Центрально-Иранской плиты.

Для значения величины эффективного внутреннего сцепления $\tau_f = 100$ бар рассчитывалось значение отношения тектонического давления к флюидному p/p_{fl} . На рис. 4.10, *в* показано распределение значений этого отношения в исследуемом участке земной коры; диапазон изменений p/p_{fl} от 1 до 1.8. Отметим, что так же, как это было для других параметров, аномальные значения этого отношения связываются с западным и юго-западным окружением Южного Каспия. Стабильно высокие значения p/p_{fl} наблюдаются для земной коры севернее Ормузского выступа. Так же, как это было отмечено для Восточного Средиземноморья, наиболее сильные землетрясения в исследуемом регионе произошли там, где это значение повышенное, а области повышенной сейсмичности тяготеют к пониженному его значению.

Представленные в этом разделе результаты реконструкции напряжений достаточно неоднородны по качеству. Это связано прежде всего с качеством самих исходных сейсмологических данных. Напомним, что каталог землетрясений состоял из механизмов очагов, полученных как путем анализа объемных волн (каталог Гарвардского университета), так и по данным о первых вступлениях продольных волн (литературные источники). Кроме того, только в части исследуемого региона в период времени с середины 60-х до середины 80-х годов ХХ в. существовали региональные сети сейсмостанций, выполнявшие качественные режимные наблюдения. Возможно, именно с этим связан высокий градиент изменения реконструированных параметров тензора напряжений. Так, например, в центральной части Кавказа и вдоль Апшеронского порога и прилегающих к нему областей сочетаются практически все режимы — от обстановки горизонтального сжатия и сдвига до горизонтального растяжения.

Анализ наиболее устойчивых закономерностей современного напряженного состояния земной коры Аравийского синтаксиса показывает, что основные его особенности связаны с движением Аравийской и Скифской плит. Однако обстановка общего сжатия в ряде мест испытывает влияние дополнительных возмущающих воздействий, возможно связанных с особенностями внутреннего строения литосферы и верхней мантии. Это относится ко всей территории Южного Каспия, в окрестности которого имеются две мощные аномалии: Кюрдамский вал (Талыш, Западный Эльбурс) и Апшеронский порог. Другая важная особенность поля напряжений связана с областью сопряжения сейсмотектонических провинций Фарс и Дезфул в южной части Центрально-Иранской плиты (см. раздел 4.3). Здесь выявлена область смены ориентации поддвиговых касательных напряжений, которая хорошо согласуется с системой правосдвиговых разрывных структур провинции Фарс.

В работе Е.С. Никитиной [Nikitina, 1997] обсуждались основные особенности напряженного состояния земной коры в окрестности Южного Каспия. По результатам анализа было выполнено численное моделирование этого района. Показано, что резкая смена ориентации осей максимального девиаторного сжатия для юго-западной части Южного Каспия (см. рис. 4.7) может быть связана с особенностью строе-
ния границы Мохоровичича и наличием здесь аномальной мантии, растекающейся в юго-западном направлении. Сочетание этих факторов приводит к созданию в пределах низов коры активных усилий, противодействующих смещению этого участка на север-север-восток под давлением Аравийской плиты.

4.3. ЮЖНАЯ ЧАСТЬ ЦЕНТРАЛЬНО-ИРАНСКОЙ ПЛИТЫ

4.3.1. Тектоника региона и исходные сейсмологические данные

Результаты расчета параметров тензора напряжений для земной коры южной части Центрально-Иранской плиты, представленные в этом разделе, можно рассматривать как детализацию реконструкции современного напряженного состояния для участка Аравийского синтаксиса (раздел 4.2). Реконструкция напряжений выполнялась в пределах области 50°-53° с.ш. и 28°-31°в.д., включающей в себя бо́льшие части провинций Дезфул и Фарс. В рамках излагаемого подхода результаты реконструкции современных напряжений для Аравийского синтаксиса следует рассматривать как мегарегиональный уровень, а масштабный уровень параметров тензора напряжений и сейсмотектонических деформаций, полученных в этом разделе, можно отнести к субрегиональному уровню.

Структурно-тектоническая и сейсмическая обстановки района исследований. Район исследований входит в зону перехода от складчатых областей горного Загроса к стабильной Аравийской плите, для которой в качестве восточного ограничения можно определить западные границы Оманской дуги, северо-восточной границей является Главный Загросский надвиг, юго-западной — прибрежные области Персидского залива, а западная граница проходит в пределах западной части провинции Дезфул (рис. 4.11, *a*). Иранскими геологами [Berberian, 1983] в юго-западной части этой зоны выделяются Месопотамская депрессия, в юго-восточной Персидский залив, а на севере — альпийская складчатая система Загроса. Последняя подразделяется на две сейсмотектонические субпровинции, приуроченные в основных своих частях к Дезфульской провинции и поднятиям Фарса с границей раздела, включающей значительные участки Казерун-Боразджанской флексурно-разрывной зоны.

Рис. 4.11. Исходные данные для реконструкции напряжений земной коры южной части Центрально-Иранской плиты: *а* – тектонические структуры и положение области реконструкции; *б* – механизмы очагов в виде двойного диполя для землстрясений с *M_s* ≥ 4 Разломы: АсР – Ассалюех; АгР – Агаджари; БеР – Бехбахм; БоР – Бораджан; ДоР – Догобадан; ДиР –Дина; ГР – Гира; КР – Казерун; МР – Мишан; РР – Роге-Сафид; СР – Сервестан; ШР – Шираз. Разломные зоны: БРЗ – Бахтеганская разломная зона; КВФЗ – Казерун-Бораджанская флексурная зона; КРЗ – Карехбас; ЗРЗ – Загросская. Сейсмотектонические провинции: СПД – Дезфул; СПФ – Фарс





Основным направлением простирания шарниров складок в осалочных покровах провинций Дезфул и Фарс является направление с юго-востока на северо-запад. При существовании определенных различий в характере складчатости этих провинций отмечается общее уменьшение интенсивности складчатых деформаций по мере удаления на юго-запад от Главного Загросского надвига; в частности, последовательно выделяются области относительно интенсивной, умеренной и слабой складчатости. В целом отмечается также более интенсивный характер складчатости в провинции Дезфул по сравнению с провинцией Фарс. Особняком стоит Казерун-Боразджанская флексурно-разрывная зона, вблизи которой складчатость в целом болсе сложная и напряженная.

В осадочном чехле исследуемой области, которая находится на границе сочленения сейсмотектонических провинций Фарс и Дезфул, на основе геологических наблюдений выделяются разрывные структуры взбросового типа (Бахтеган, Роге-Сафил, Агалжари, Рамхормоз, Догобадан, Мишан, Гир, Боразджан), объединяемые в систему фронтальных надвигов, и разрывы с преобладанием сдвиговой компоненты (Казерун, Карехбас, Шираз, Дена и Сервестан), имеющие меридиональное и субмеридиональное простирание (см. рис. 4.11, *а*). Некоторым крупным разрывным структурам осадочного чехла ставятся в соответствие разрывы фундамента (Казерун-Боразджанская, Карехбаская, Роге-Сафидская, Ширазская разрывные зоны). Фундамент провинции Фарс разбит системами разломов в основном протяженностью 15–30 км, имеющих северо-восточное простирание. Вблизи Казерун-Боразджанской флексурно-разрывной зоны эти разломы приобретают близширотную ориентацию, несколько увеличивая свою протяженность.

Глубина фундамента для провинции Дезфул соответствует в среднем мощности осадочных покровов в 7—8 км с достаточно умеренным градиентом при увеличении их мощности к Персидскому заливу и Казерун-Боразджанской флексурно-разрывной области до 9—10 км. В провинции Фарс глубины поверхности консолидированного фундамента представляются более градиентными и соответствуют мощности осадочных покровов от 6 до 11 км. Отмечается наклон поверхности фундамента со стороны Главного Загросского надвига и Персидского залива к осевой зоне провинции.

Геологические данные и данные о механизмах очагов землетрясений позволяют определить район региональных исследований как область активного деформирования вблизи границы Аравийской плиты. Разные авторы по-разному проводят северную границу Аравийской плиты. Диапазон возможных ее положений изменяется от границ Главного Загросского надвига до побережья Персидского залива. Вся эта область, которая также характеризуется как область столкновения Аравийской и Центрально-Иранской плит, определяется как активная окраина складчатого пояса периферия стабильных областей [Berberian, 1983]. Скорость конвергенции Аравийской плиты север-северо-восточного направления определяется спрединговым раскрытием Красноморского рифта и соответствует 35-40 мм в год [Jackson et al., 1995]. На рис. 4.11, *а* приведены векторы скорости движения Аравийской плиты относительно Евразийской (цифры под стрелками – величина отклонения вектора скорости от направления на север в градусах), полученные на основании расчетов, выполненных по модели NUVEL-1A [Mets et al., 1994]. Сами величины 2.85 до 3.33 см в год.

T				
h	ектонические	напряжения	сеисмоактивных	регионов
		((

Базовый каталог механизмов с $M_c \ge 5.5$

В исследуемом районе имеются инструментальные данные о 1708 землетрясениях, полученные по региональной сети сейсмических станций в период с 1956 по 1999 гг. Большинство сильных землетрясений исследуемой области можно связывать с крупными разломами кристаллического фундамента (Казерун-Боразджанский, Гира, Мишан, Карехбаской разломной зоной). Механизмы очагов сильных землетрясений маркируют субмеридиональные разломы Дены, Казеруна, Карехбаса, Шираза в качестве сдвиговых и фронтальные разломы Мишан и Гира как взбросовые.

Сейсмологические данные. В базовый каталог коровых механизмов очагов землетрясений вошли данные о 80 механизмах, соответствующих наилучшему двойному диполю для *СМТ*-решений Гарвардского университета, а также 40 механизмов землетрясений в виде двойного диполя, данные о которых получены из литературных источников. Оба этих типа данных вошли также и в каталог механизмов, созданный для реконструкции напряжений Аравийского синтаксиса. В табл. 4.3 приведены основные параметры землетрясений с *M*₅ ≥ 5.5 из базового каталога.

Этот базовый каталог был пополнен данными о 57 механизмах очагов коровых землетрясений с магнитудами $M_s > 3.5$, произошедших с 1956 по 1998 г. включительно, данные о которых были получены на основе анализа знаков первых вступлений *P*-волн, опубликованных в Интернете (Бюллетень ISC). Для расчетов механизмов использовалась программа Glofa (автор программы А.В. Ландер, Международный институт теории прогноза РАН). Таким образом был создан сводный каталог меха-

Дата	Ms	М _s Географ. координаты		Глубина		Р	T		
		в. Д	с. ш	КМ	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	
22.04.1976 г.	5.8	52.12	28.71	19	45	4	170	83	
06.04.1977 r	6.1	50.70	31.99	43	169	6	74	41	
05.06.1977 r.	5.7	48.08	32.64	45	202	11	17	79	
19.05.1977 г.	1.6	54.92	27.80	39	6	8	117	69	
14.12.1978 r.	6.2	49.64	32.14	40	52	11	205	77	
01.04.1981 r.	5.6	51.48	29.84	41	223	21	345	55	
28.05.1983 r.	5.6	48.55	32.58	33	208	9	330	73	
12.07.1986 г.	5.5	51.58	29.91	I.	43	1	134	12	
30.03.1988 r.	5.7	50.18	30.85	36	206	13	26	77	
11.08.1988 r.	5.6	51.59	29.96	18	238	10	145	19	
11.08.1 98 8 г.	5.9	51.69	29.95	36	216	27	121	11	
06.12.1988 r.	5.6	51.64	29.92	17	223	38	122	13	
27.05.1989 г.	5.7	50.88	30.13	33	40	7	297	63	
06.11.1 99 0 г.	6.8	55.46	28.23	25	172	9	302	76	
16.12.1990 r.	5.5	51.29	28.98	16	237	22	48	68	
04.11.1991 i:	5.5	50.25	30.68	37	48	4	178	84	
01.03.1994 r.	6.1	52.62	29.10	9	1	6	91	1	
20.06.1994 г.	5.8	52.64	29.01	9	210	19	115	12	
06.05.1999 г.	6.3	51.88	29.50	33	8	14	277	6	
17.02.2002 г.	5.6	51.76	28.09	33	23	22	186	67	

Таблица 4.3

низмов очагов землетрясений исследуемого региона. На рис. 4.11, δ показаны механизмы очагов землетрясений с $M_s > 4$, которые являются, главным образом, механизмами взбросового и сдвигового типов. Здесь же представлены основные разрывные структуры района исследований по данным иранской геофизической компании "Махаб Годде".

Базовый каталог механизмов очагов землетрясений для несколько большей площади (с учетом землетрясений, области упругой разгрузки которых попадают в указанную рамку) был получен на основе каталога землетрясений на территории Аравийского синтаксиса. Затем за счет дополнительных определений механизмов очагов землетрясений на основе обработки исходных сейсмологических данных этот каталог был дополнен.

Обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 20036] в узлах сетки 0.1×0.1° глубиной 20 км (середина условной коры). Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 88 квазиоднородных доменов, для которых в соответствии с вышеизложенным алгоритмом рассчитывались средние за весь период наблюдений параметры тензора напряжений.

4.3.2. Первый этап реконструкции

Главные оси напряжений и вид напряженного состояния и тензора напряжений. Путем обработки сводного каталога механизмов очагов землетрясений в соответствии с алгоритмом метода катакластического анализа были получены данные о параметрах тензоров тектонических напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Поскольку в большинстве доменов реконструкции напряженнодеформированного состояния наблюдалась близость ориентации осей главных напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, то далее везде будут представлены только параметры тензора напряжений.

На рис. 4.12, *а* показаны проекции на горизонтальную плоскость векторов погружения главных напряжений максимального девиаторного сжатия. Погружение этих осей для почти 60% доменов реконструкции напряженного состояния менее 15°. Оси напряжений максимального девиаторного сжатия имеют юго-западное погружение практически всюду, кроме срединного участка Казерун-Бораджанской флексурной зоны. Здесь оси этих напряжений разворачиваются к западу, а вблизи пва Бушер вновь принимают юго-западное направление. Поворот к юг- юго-западу происходит в юго-восточном секторе исследуемого региона.

Оси максимального девиаторного растяжения имеют субгоризонтальную ориентацию с погружением на юго-восток и северо-запад (рис. 4.12, б) в северной части Казерун-Бораджанской флексурной зоне, примыкающей к Загросу. Здесь и в северном участке разломной зоны Карехбас вид напряженного состояния — горизонтальный сдвиг (см. рис. 4.12, *a*). Для всех остальных участков, расположенных вдоль южной границы карбонатной платформы Фарах, ориентация осей максимального девиаторного растяжения субвертикальная и вид напряженного состояния — горизонтальное сжатие. Вид тензора напряжений испытывает большие изменения, чем вид напряженного состояния. Коэффициент Лоде—Надаи изменяется от —0.5 до 1 (см. рис. 4.12, *б*). Области чистого сдвига и его сочетания с одноосным растяжением расположены вдоль Казерун-Бораджанской флексурной зоны, за исключением ее средней части, где вид тензора ближе к одноосному сжатию. Вблизи разломов Мишан вид тензора напряжений также близок к одноосному сжатию и его сочетаниям со сдвигом.

На рис. 4.12, в показаны результаты районирования исследуемого участка земной коры по значениям отношения всестороннего надлитостатического сжатия к максимальному касательному напряжению. Повышенные значения максимального надлитостатического сжатия отмечаются для земной коры вблизи разломов Мишан, южной части Карехбас и северного сегмента Бораджанского разлома. Вблизи разлома Казерун значение этого отношения невысокое, что может быть обусловлено либо невысоким уровнем надлитостатического давления, либо повышенными значениями максимальных касательных напряжений. Следует особо отметить, что именно в восточном крыле разлома данное отношение принимает небольшие отрицательные значения, что соответствует наличию здесь обстановки всестороннего надлитостатического растяжения.

Совместный анализ параметров тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций (анализируется схожесть эллипсоидов этих тензоров) показывает, что для 64% доменов, для которых выполнена реконструкция, имеет место квазиизотропное состояние ($R_{Anz} < 0.2$). Для 36 доменов отмечено полное подобие эллипсоида напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. Пространственная концентрация зон повышенной анизотропии приурочена к тем участкам разломов Казерун, Бороджан и Карехбас, где вид тензора напряжений близок к чистому сдвигу (см. рис. 4.12, δ , θ). Это связано с тем, что здесь преимущественно имеет место движение по плоскостям разрывов в очагах, близким к ориентации главных разрывов Казерун и Карехбас. Поскольку сопряженная с этими разрывами система разрывов сколов по Кулону представлена в очагах землетрясений в меньшей степени, это приводит к накоплению остаточных деформаций, несогласных (по ориентации осей) с тензором напряжений.

Оси напряжений в системе координат, связанной с вектором на зенит. На рис. 4.13, *а* показаны траектории действия осей максимального и минимального сжатий в горизонтальной плоскости (псевдоглавные нормальные напряжения вдоль вертикальных площадок). Их ориентация практически повсеместно близка к ориентации проекций главных напряжений (см. рис. 4.12) в силу их субгоризонтальности. Ориентация касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках с нормалями, противоположными направлению на зенит, практически повсеместно имеет северо-восточное направление (рис. 4.13, δ), за исключением восточного крыла Бораджанского разлома, где векторы этих касательных напряжений действуют почти строго на восток. Северо-восточное направление поддвига хорошо согласуется с концепцией конвективных мантийных течений в виде активных сил, определяющих движение Аравийской плиты на север—северо-восток.

Простирание площадок скалывания. На рис. 4.13, в приведены траектории векторов простирания площадок скалывания с право- и левосдвиговой компонентами. При сопоставлении эти данных с данными о разломах осадочного чехла отмечается



Рис. 4.12. Результаты первого этапа реконструкции: Ориснтация проскций на горизонтальную плоскость осей погружения $\sigma_3(a)$, $\sigma_1(b)$, $\sigma_2(a)$; тип напряженного состояния (a); вид тензора напряжений — коэффициент Лоде--Надаи (b); отношение надлитостатиче-



ского давления к модулю максимальных касательных напряжений (s); показатель анизотропии $R_{Anz}(z)$



Рис. 4.13 (начало)



Рис. 4.13. Представление результатов первого этапа реконструкции в виде: траекторий горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с их относительной величиной (*б*); траекторий простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (*в*)

близость ориентации простирания площадок с правосторонней компонентой сдвига к ориентации простирания главных разломов Казерун, Боразджан и Карехбас. В то же время разломы Мишан имеют ориентацию, близкую к ориентации площадок скалывания, маркируемых как взбросы с левосторонней компонентой сдвига. Отметим также близость ориентации разломов консолидированного фундамента с площадками максимальных слеиогов с левосторонней компонентой, ориентированных в северо-восточном направлении.

4.3.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. На втором этапе реконструкции определялись относительные значения шаровой и девиаторной компонент тензора напряжений. На рис. 4.14, *a*, *б* показа-





Рис. 4.14 (начало)



Рис. 4.14. Результаты второго этапа реконструкции: относительные значения эффективного давления $p^*/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; отношение $p^*/\tau(b)$

ны относительные величины эффективного давления и максимального касательного напряжения. Отметим, что восточное крыло разлома Казерун имеет повышенный уровень относительных значений эффективного давления, а областям вблизи разломов Мишан отвечают пониженные их значения. Этот факт, на первый взгляд, противоречит полученным выше результатам на основе анализа отношения надлитостатического давления к максимальным касательным напряжениям (рис. 4.12, *в*). Но, как будет ясно из дальнейшего, противоречия здесь нет, так как в этих областях существенно разный уровень флюидного давления. Как правило, в областях повышенного эффективного давления также высокий уровень и касательных напряжений.

На рис. 4.14, *в* показаны результаты районирования земной коры исследуемого региона по отношениям эффективного давления к максимальным касательным напряжениям. Девиаторные напряжения превалируют над всесторонним сжатием (пониженное значение p^*/τ), как правило, там, где низкий уровень эффективного давления. Отметим, что состояние земной коры в окрестности разломной зоны Карехбас по анализируемому параметру является более дробным. Разломы карехбаской зоны наиболее сильно отклоняются от прямолинейной формы, и здесь сочетаются области повышенных и пониженных значений данного отношения.

Районирование по степени интенсивности дилатансионного процесса и флюидного давления. Анализ распределения значений параметра C_{Dl} (рис. 4.15, *a*) показал, что наиболее интенсивно в настоящее время процессы дилатансии должны происходить



Рис. 4.15 (начало)



Рис. 4.15. Результаты третьего этапа реконструкции: значения коэффициента $C_{Dl}(a)$; относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = p_{jl}/p_{ll}(\delta)$; отношение всестороннего давления в твердой и жидкой фазах $p/p_{ll}(\delta)$

в восточном крыле разлома Казерун и северном сегменте Карехбаской разломной зоны. Здесь значения C_{Dl} практически повсеместно лежат в диапазоне 0.2–0.3. Остальным областям отвечают более низкие значения параметра C_{Dl} . В таких случаях области могут находиться либо на стадии, предшествующей дилатансии, либо на стадии, когда дилатансия уже произошла. Данные о значениях флюидного давления (рис. 4.15, δ) позволяют предположить, что в земной коре центральной части Карезун-Бораджанской флексурной зоны и разломов Мишан и Карехбас дилатансионные процессы уже произошли, здесь идет процесс консолидации, определяющий повышение флюидного давления в поровом пространстве горных пород. В соответствии с представленными выше данными отношение общего тектонического давления к флюидному давлению имеет максимальные значения в восточном крыле разлома Казерун и северном сегменте Карехбаской разломной зоны (рис. 4.15, ϵ).

Анализ характера напряженного состояния показал, что в окрестности сдвиговых разломов Казерун—Шираз происходит смена направления поддвиговых усилий, действующих на горизонтальных площадках (см. рис. 4.13, б). Этот факт можно интерпретировать также как смену типа воздействия со стороны мантии на кору. Возможно, что западнее разломов Казерун со стороны мантии на подошву коры действуют активные тектонические "потоки", формирующие здесь касательные воздействия север—северо-восточного направления, определяющие в конечном итоге субмеридиональное движение Аравийской плиты (см. рис. 4.11). В то же время восточнее разломов Шираза воздействие мантии становится пассивным, т.е. она как бы тормозит движение Аравийской плиты, формируя в коре на горизонтальных площадках сдвиги с ориентацией, противоположной этому движению. Таким образом, в кристаллическом фундаменте зоны сочленения этих двух воздействий формируется состояние правого сдвига, развивающееся от Главного Загросского надвига на юг вдоль разломов Дена, Казерун, Карехбас и Шираз и на северо-запад вдоль разлома Зардкух и разломов Главного Загроса. При этом сама зона разломов Казеруна и Карехбаса попадает в область относительного всестороннего расширения, формирующегося в южном крыле активной части правосдвиговых разломов Загроса.

На рис. 4.16 показано районирование территории на региональном уровне. На основе анализа современного напряженно-деформированного состояния были выделены складчатые области провинций Дезфул и Фарс, сдвиговая зона, включающая субмеридиональные разломы Казерун, Карехбас и Шираз, а также передовая область взбросов Боразджан и Ассалюех. Расширение выделенной области сдвигов с севера на юг должно приводить к уменьшению интенсивности сдвиговой компо-



Рис. 4.16. Районирование южной границы Центрально-Иранской плиты по режиму напряженного состояния

ДСВП – складчато-взбросовая провинция Дезфул; ФСВП - складчато-взбросовая провинция Фарс; ПСВЗ – переходная складчато-взбросовая зона; ККСЗ · Казерун-Карехбаская сдвиговая зона ненты в разрывной тектонике при одной и той же величине суммарного сдвига, получаемой в широтном сечении этой зоны. Южная граница этой зоны отбивается разломом Гира и системой взбросовых разломов Боразджанской зоны. Ниже этой границы нет землетрясений сдвиговой кинематики. При такой интерпретации результатов реконструкции становится понятной причина смены сейсмического режима с запада на восток и с севера на юг вблизи Казерун-Боразджанской флексурно-разрывной зоны.

Таким образом, по результатам анализа современного напряженного выделяются сейсмотектонические провинции различного деформационного режима, границы между которыми не связаны с резким изменением вещественного или структурного состава земной коры, а определяются всецело эффективностью трансляции (переноса) сдвиговых деформаций с северо-запада на юго-восток вдоль участков разломов Загроса с сильно выраженной правосдвиговой компонентой, а также вдоль систем меридиональных разломов Дены, Казерун, Карехбас и Шираз.

4.4. СЕВЕРО-ЗАПАДНЫЙ УЧАСТОК ТИХООКЕАНСКОЙ СЕЙСМОАКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

4.4.1. Исходные сейсмологические данные

Реконструкция поля современных напряжений земной коры северозападной части Тихоокеанской сейсмоактивной области выполнялась с использованием каталога механизмов очагов землетрясений, созданного для области 130°—180° в.д. и 25°-60° с.ш., включающей восточный сегмент Алеутской дуги, Камчатку, Курильские и Японские острова, на основе *СМТ*-решений для землетрясений, данные о которых были взяты с *Web*-узла Гарвардского университета. Каталог насчитывает 1146 *СМТ*-решений для землетрясений, произошедших за период с 01.01 1976 г. по 24.06 2003 г. с магнитудами $M_b > 4.3$ для глубин до 100 км. В табл. 4.4 для наиболее сильных коровых землетрясений с $M_b \ge 7.0$ приведены приближения *СМТ*-решения для коровых землетрясений с $M_b \ge 6.0$, а также распределение эпицентров землетрясений из каталога механизмов.

Обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 20036] в узлах сетки 0.5×0.5° глубиной 20 км (середина условной коры). Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 114 квазиоднородных доменов. Число событий в однородной выборке землетрясений (см. раздел 3.3.1) составляло от 6 до 10. Так же, как это было описано выше, для доменов, в которых напряжения были определены для нескольких временных этапов, рассчитывались средние за весь период наблюдений параметры тензора напряжений.

Таблица 4.	4
------------	---

Дата	М _b Географ. координаты		рдинаты	Глубина	P		Т		
		в. долг.	с. шир.	КМ	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	
23.03 1978 г.	7.5	148.44	44.93	33	132	34	312	56	
24.03 1978 г.	7.6	148.86	44.24	33	131	27	309	63	
23.02 1980 г.	7.0	146.75	43.53	44	123	30	304	60	
30.01 1981 г.	7.0	176.27	51.74	33	167	24	325	64	
24.03 1984 г.	7.1	148.29	44.16	43	124	29	292	60	
28.12 1984 г.	7.0	163.58	56.17	33	127	9	223	32	
28.05 1986 г.	7.7	-174.83	51.41	33	160	23	346	67	
06.11 1990 г.	7.0	169.93	53.47	32	165	34	304	48	
22.12 1991 г.	7.4	151.05	45.47	26	129	29	303	61	
13.11 1993 г.	7.t	158.70	51.92	34	121	14	316	76	
04.10 1994 г.	8.1	147.33	43.71	33	112	20	359	46	
09.10 1994 r.	7.0	147.90	43.90	23	125	27	294	63	
28.12 1994 г.	7.5	143.49	40.45	33	108	34	298	56	
27.05 1995 г.	7.6	142.81	52.56	33	242	2	151	14	
07.02 1996 г.	7.0	149.91	45.32	33	129	18	277	69	
10.06 1996 г.	7.1	-176.85	51.48	26	157	21	318	68	
10.06 1996 r.	7.6	-177.63	51.56	33	163	29	347	61	
05.12 1997 r.	7.6	162.04	54.84	33	124	23	321	66	

Параметры фокальных механизмов в виде двойного диполя для варианта наилучшего приближения *СМТ*-решений землетрясений с $M_b \ge 7.0$.



Рис. 4.17. Исходные данные для реконструкции напряжений земной коры северо-западного участка Тихоокеанской сейсмоактивной области. *СМТ*-решения для землетрясений с магнитудами $M_b \ge 6$

4.4.2. Первый этап реконструкции

Главные оси напряжений, вид напряженного состояния и тип тензора напряжений. Результатами реконструкции первого этапа являются данные об ориентации трех главных осей тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, а также значения коэффициентов Лоде—Надаи этих тензоров. В рассматриваемом регионе для почти 90% квазиоднородных доменов выполнялось условие подобия тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций ($R_{Anz} \leq 0.2$) при квазипластическом течении горных пород (полная изотропия свойств наблюдалось для 60% доменов). В дальнейшем будут представлены данные, касающиеся только параметров поля тектонических напряжений.

На рис. 4.18 показаны проекции на горизонтальную плоскость осей погружения главных напряжений. Как следует из реконструкции, проекции осей максимального девиаторного сжатия оз и растяжения оз ориентированы практически ортогонально простиранию Курильского желоба с погружением соответственно под океаническую (оси сжатия) и под континентальную (оси растяжения) плиты. Ось промежуточного главного напряжения σ2 направлена вдоль простирания Курильского желоба. Такая ориентация осей главных напряжений характерна для субдукционных зон и определяет в качестве активных усилий поддвиговые касательные напряжения, действующие на подошве литосферы. Поскольку оси макимального девиаторного растяжения имеют несколько более крутое погружение, чем оси девиаторного сжатия, то тип напряженного состояния (см. рис. 4.18, а) – горизонтальное сжатие. Для Алеутской дуги в месте ее сочленения с Курило-Камчатским сегментом обстановка горизонтального сжатия сменяется на обстановку горизонтального сдвига и даже сдвига в сочетании с горизонтальным растяжением. Это связано с тем, что здесь оси максимальных девиаторных сжатия и растяжения ориентированы под углом, близким к 45° к простиранию Алеутского сегмента.

Основные типы тензора напряжений земной коры исследуемой области — чистый сдвиг (см. рис. 4.18, δ) и его сочетания с одноосным сжатием (вблизи о. Хоккайдо) или одноосным растяжением (вблизи сочленения Алеутского и Камчатского сегментов с сейсмофокальной областью). Здесь характерно высокое сжимающее всестороннее надлитостатическое давление (см. рис. 4.18, ϵ). Некоторое ослабление давления или, возможно, увеличение максимальных касательных напряжений (оценка дается на основе анализа отношения ($p - p_{fl}$)/ τ) наблюдается для Алеутского сегмента, где даже имеются участки всестороннего надлитостатического растяжения. Для исследуемого региона характерно подобие тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций (см. рис. 4.18, ϵ). Небольшая анизотропия отмечается только для участка земной коры вблизи сочленения Алеутского и Камчатского сегментов.

Траектории осей псевдоглавных и поддвиговых касательных напряжений. Представление тензора напряжений в географической системе координат позволило определить направления максимального и минимального сжатий в горизонтальной плоскости — оси псевдоглавных напряжений. На рис. 4.19, а показаны траектории этих осей. Как следует из представленных данных, для Курило-Камчатского сегмента оси



Рис. 4.18. Результаты первого этапа реконструкции: Ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения $\sigma_3(a)$, $\sigma_1(b)$, $\sigma_2(b)$; тип напряженного состояния (a); вид тензора напряжений – коэффициент Лоде–Надаи (b); отношение надлитостатическо-





го давления к модулю максимальных касательных напряжений (a); показатель анизотропии $R_{Anz}(c)$

минимального σ_{H1} и максимального σ_{H2} горизонтального сжатия ориентированы косо к простиранию желоба изучаемой сейсмофокальной области. В северо-восточной части для Камчатского участка сейсмофокальной области ориентация осей максимального горизонтального сжатия становится практически ортогональной к простиранию желоба. При этом наиболее резко смена ориентации осей псевдоглавных напряжений наблюдается в срединной части Курильской гряды.

Устойчивая ориентация поддвиговых касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках в земной коре в направлении от океанической плиты к континентальной, определяет соответствующий тип движения подкорового литосферного вещества как активные усилия современной стадии тектонического процесса (рис. 4.19, б). Для Алеутского сегмента границы Тихоокеанской плиты характерно косое по отношению к их простиранию направление поддвиговых усилий.

Траектории простирания плоскостей скалывания. По данным об ориентации осей главных нормальных напряжений были построены плоскости действия максимальных кулоновых напряжений — плоскости скалывания. При расчетах относительных величин напряжений значение коэффициента внутреннего трения k_f предполагалось равным 0.6. На рис. 4.19, *в* показаны траектории простирания субвертикальных плоскостей с левосдвиговой и правосдвиговой компонентамий. Для Курило-Камчатского сегмента характерно простирание этих плоскостей под небольшим углом к оси желоба. Простирание разломов в юго-западной части Курило-Камчатской сейсмофокальной области (см. рис. 3.21) хорошо совпадает с траекториями простирания



Рис. 4.19. Представление результатов первого этапа реконструкции в виде: траекторий горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизон-



тальных площадках вместе с их относительной величиной (б); траекторий простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (в)

плоскостей скалывания с левосторонней компонентой сдвига. Для Алеутского сегмента характерно косое простирание этих плоскостей к оси желоба.

4.4.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. Результаты расчетов относительных значений эффективного давления p^*/τ_f и максимального касательного напряжения τ/τ_f , выполненные на втором этапе реконструкции, приведены на рис. 4.20, *a*, *б*. Здесь прежде всего следует отметить повышение значений этих параметров в направлении с юго-запада на северо-восток. Домены с максимальными значениями эффективного давления и девиаторных напряжений сосредоточены в основном в земной коре Камчатского участка сейсмофокальной области. Как следует из данных рис. 4.20, *в*, такое увеличение происходит при более быстром росте эффективного давления. Увеличение интенсивности напряженного состояния вблизи земной коры Камчатки может быть обусловлено краевым эффектом со стороны Алеутской дуги. Этот участок, являясь зоной правостороннего сдвига (см. рис. 4.19, *в*), формирует в своей концевой области смежные секторы напряжений всестороннего сжатия и растяжения |Осокина, Фридман, 1987]. При этом сектор сжатия приходится на камчатский участок сейсмофокальной области, а сектор растяжения на алеутский.



Рис. 4.20 (начало)



Рис. 4.20. Результаты второго этана реконструкции: относительные значения эффективного давления $p'/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; отношения $p'/\tau_f(a)$

Районирование по степени интенсивности дилатансионного процесса и флюидного давления. На рис. 4.21, *а* представлены результаты районирования земной коры исследуемого региона в соответствии со значениями параметра C_{DI} . Согласно полученным данным, наиболее интенсивно состояние дилатансионного разрыхления $(0.2 \le C_{DI} \le 0.35)$ должно проявляться в земной коре вблизи Камчатки и вдоль южной части Курильской гряды. Наоборот, низкие скорости дилатансионного разрыхления могут наблюдаться в земной коре центральной части Курильской гряды и вблизи о. Хоккайдо. Следует отметить, что в область с более высокой скоростью дилатансии попадает большая часть сильных землетрясений с $M_b \ge 6$.

На третьем этапе расчета в приближенной постановке, так же как это делалось выше для других регионов, рассчитывалась величина флюидного давления. Значение эффективного внутреннего сцепления массивов горных пород τ_f предполагалось равным 50 бар. На рис. 4.21, *б* представлены результаты районирования земной коры по величине отношения флюидного давления к литостатическому давлению ($\lambda = p_{fl}/p_{ul}$), которое рассчитывалось для $\rho_c = 2.7$ г/см³, $\rho_{fl} = 1$ г/см³ и H = 20 км. Сравнивая полученную карту с картой распределения этого отношения для земной коры ранее рассмотренных регионов, отметим более высокую интенсивность значений λ и достаточную его стабильность. Флюидное давлении везде составляет более 90% величины литостатического давления. На рис. 4.21, *в* показано районирование исследуемой области по значению отношения тектонического всестороннего давления к



Рис. 4.21. Результаты третъего этапа реконструкции: значения коэффициента C_D(a); от-





носительные значения флюидного давления — коэффициент $\lambda = p_{fl}/p_{ll}(\delta)$; отношение всестороннего давления в твердой и жидкой фазах $p/p_{fl}(s)$

величине флюидного давления (*p*/*p*_{*n*}). Здесь, так же как и для других анализируемых выше параметров, отмечается разница в состоянии юго-западного и северо-восточного флангов Курило-Камчатской сейсмофокальной области.

* * *

Выполненная реконструкция современного напряженного состояния земной коры северо-западного участка Тихоокеанского сейсмоактивного пояса показала, что для него, с одной стороны, характерно наличие обширных областей устойчивого поведения параметров тензора напряжений, а с другой — присутствие локальных участков аномально быстрого изменения этих параметров. Как правило, области локальных аномалий приурочены к сегментам сочленения крупных литосферных плит или участкам резкого изменения простирания границ плит. Это прежде всего область сочленения Алеутской и Камчатской сейсмофокальных зон, а также участок сопряжения Японской и Южно-Курильской сейсмофокальных областей. Наиболее устойчивым параметром по его распределению в пространстве оказалась ориентация поддвиговых касательных напряжений (см. рис. 4.19, б). Это может косвенно указывать на то, что именно поддвиговые касательные напряжений следует рассматривать в качестве активных сил, действующих на литосферную плиту со стороны мантии.

4.5. ЗЕМНАЯ КОРА ЮЖНЫХ КУРИЛ И ЯПОНИИ

4.5.1. Исходные сейсмологические данные

Для детальной реконструкции современного поля напряжений Южных Курил и Японии на основе информации *Web*-узла Японской геологической службы был создан каталог сейсмологических данных о параметрах *СМТ*-решений. Эти данные получены благодаря уникальной сети сейсмологических станций (более сотни станций с удаленностью друг от друга около 100 км), развернутой после катастрофического землетрясения в Кобе. Используемый для реконструкции каталог насчитывал 3756 *СМТ*-решений для землетрясений с магнитудами 6.7 $\ge M_b \ge 2.5$, произошедших за период с 01.01.1997 г. по 06.02 2002 г. в градусной сетке 23°—40° с.ш. и 125°—150° в.д. и в диапазоне глубин до 50 км. В табл. 4.5 приведены параметры для очагов землетрясений с $M_b \ge 6$ в виде двойного диполя, являющегося наилучшим приближением *СМТ*решений очага. На рис. 4.22 показаны *СМТ*-решения для магнитуд $M_b \ge 5.5$.

Обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 20036] в узлах сетки 0.25×0.25° на глубинах 10 и 30 км. Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 650 (10 км) и 740 (30 км) квазиоднородных доменов. Для каждого из доменов рассчитывались средние за весь период наблюдений параметры тензора напряжений.

242

Таблице 4.5

Дата	M _b	Географ. координаты		Глубина	L L	Р		Т
		в. д	с. ш	км	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение
20.02.1997 г.	6.0	142.9000	41.8000	50.00	309	68	127	20
26.03.1997 г.	6.1	130.3613	31.9693	11.85	148	4	57	7
13.05.1997 г.	6.0	130.3050	31.9448	9.24	325	2	56	4
09.10.1997 г.	6.0	145.0528	41.8923	41.00	95	47	304	38
16.12.1998 r.	6.1	131.6038	31.2782	32.31	87	23	305	61
24.01.1999 r.	6.5	131.2573	30.5853	49.39	279	40	56	40
24.10.1999 г.	6.0	149.8510	44.6827	30.00	333	67	122	19
03.06.2000 r.	6.1	140.7198	35.6775	47.68	250	65	82	23
25.06.2000 г.	6.0	131.6103	31.0240	48.46	269	73	115	14
12.07.2000 г.	6.2	139.2217	34.2053	15.44	54	20	300	46
15.07.2000 г.	6.0	139.2533	34.4235	5.45	240	3	331	14
20.07.2000 г.	6.0	141.0975	36.5232	49.27	314	70	123	18
30.07.2000 г.	6.4	139.4002	33.9617	18.21	57	5	325	12
03.10.2000 r.	6.0	143.3983	40.1547	0.00	316	74	112	14
06.10.2000 г.	6.6	133.3498	35.2752	11.26	195	2	105	9
23.03.2001 r.	6.0	147.9603	43.8337	8.00	316	60	140	28
25.05.2001 г.	6.6	148.7072	44.3185	30.00	283	67	124	21
24.06.2001 г.	6.0	148.6897	44.3800	30.00	320	66	122	22
13.08.2001 r.	6.4	142.4235	41.0062	42.68	319	60	109	25
08.12.2001 r.	6.1	129.4912	28.2457	36.00	227	49	85	34

Параметры очагов (дв	войной диполь) з	землетрясений для	Южных	Курил и	Японии с	M_{b}	≥	6
----------------------	------------------	-------------------	-------	---------	----------	---------	---	---



Рис. 4.22. Исходные данные для реконструкции напряжений земной коры Южных Курил и Японии. С*МТ*-решения для землетрясений с магнитудами $M_b \ge 5.5$

4.5.2. Первый этап реконструкции

Главные оси напряжений, вид напряженного состояния и тип тензора напряжений. Ориентации главных осей тензора напряжений в земной коре Японской островной дуги испытывают ряд изменений (рис. 4.23). Здесь сочетаются два типа напряженного состояния: характерное для зон субдукции океанической литосферы и характерное для континентальной коры. Вблизи оси желоба оси максимального и минимального девиаторного сжатия, как правило, погружены соответственно под континентальную и океаническую литосферу. При этом ось алгебраически максимального напряжения о, имеет более крутое погружение. Исключение составляют области, расположенные вдоль Нанкайского сегмента Филиппинской плиты. Для земной коры о. Хонсю отмечены участки с субгоризонтальным положением одной или даже обеих осей. В соответствии с такой ориентацией осей главных напряжений вблизи оси желоба Японской литосферной плиты тип напряженного состояния --горизонтальное сжатие, а вдоль Нанкайской разломной зоны — горизонтальный сдвиг (см. рис. 4.23, а). Эти два типа напряженного состояния, а также их сочетания отмечаются и в коре островов Хонсю и Окинава. В самой южной части исследуемого региона, вдоль западной границы Филиппинской плиты, напряженное состояние более дробное, здесь имеют место практически все наборы напряженных состояний.

Вблизи осей желобов вид тензора напряжений близок к чистому сдвигу (рис. 4.23, *б*) и его сочетаниям с одноосным растяжением (преимущественно в южной части) и одноосным сжатием (преимущественно в северной части). В земной коре центральной части о. Хонсю имеются обширные области с напряженным состоянием, близким к одноосному сжатию. К югу от о. Хоккайдо имеются несколько доменов с напряженным состоянием, близким к одноосному растяжению. Следует отметить, что большинство областей с максимальной анизотропией также расположены в земной коре центральной части о. Хонсю и к югу от о. Хоккайдо. Результаты реконструкции показали, что в целом в земной коре исследуемого региона имеет место изотропия механических свойств. Для более 80% доменов реконструкции тензоры напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций близки к подобию, а для 30% доменов главные оси и коэффициенты Лоде—Надаи этих тензоров совпадают.

Траектории осей горизонтальных псевдоглавных и поддвиговых касательных напряжений. Ориентация траекторий осей максимального сжатия σ_{H2} , действующего в горизонтальном направлении, имеет в основном северо-восточное направление. Оси тензора напряжений минимального горизонтального сжатия σ_{H1} действуют поперек Японской островной дуги (рис. 4.24, *a*). Ориентация этих траекторий более устойчивая в северо-восточной части сейсмотектонической дуги. Для западной части Нанкайского сегмента дуги разворот осей горизонтального сжатия достигает 90°. Направление касательных напряжений, действующих на горизонтальных площадках с нормалями к центру Земли (рис. 4.24, *б*), вблизи желоба определяет в качестве активных силы, обусловленные конвективным мантийным движением. Эти касательные напряжения имеют здесь наиболее устойчивую ориентацию и наибольшую ин-







Рис. 4.23. Результаты первого этапа реконструкции для двух глубинных уровней (10 и 30 км): Ориентация проекций на горизонгальную плоскость осей погружения σ₃ (*a*) и σ₁ (*б*); тип напряженного состояния (*a*); вид тензора напряжений -- коэффициент Лоде- Надаи (*б*)

Г.1*ава* 4

246





Рис. 4.24. Представление результатов первого этапа реконструкции для двух глубинных уровней (10 и 30 км): траектории горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с относительной их величиной (б) тенсивность. В земной коре островов Хоккайдо и Хонсю ориентация этих напряжений наиболее изменчивая, а интенсивность низкая.

Анализ отношения надлитостатического всестороннего давления к максимальному касательному напряжению показывает, что области повышенного всестороннего сжатия находятся в земной коре вблизи о. Хоккайдо и северной части о. Хонсю, а области всестороннего растяжения — вблизи о. Окинава и в Филиппинской плите к югу от Нанкайской зоны. В земной коре островов Хонсю и Окинава имеются обширные участки, где надлитостатическое давление близко к нулю, т.е. здесь тектоническое давление на глубине всецело определяется весом вышележащих пород. Вдоль Нанкайского сегмента Филиппинской плиты уровень отношения ($p - p_{\eta}$)/ τ пониженный, но по мере удаления от границы Филиппинской дуги на север в земной коре снова начинает преобладать состояние надлитостатического всестороннего сжатия. Западная граница Филиппинской дуги характеризуется сменой режима всестороннего надлитостатического сжатия на всестороннее надлитостатическое растяжение.

Траектории простирания плоскостей скалывания. Построение траекторий векторов простирания для плоскостей скалывания позволило выявить существенные различия между обстановкой вдоль желобов Тихоокеанской и Филиппинской плит. По данным об ориентации осей главных нормальных напряжений были построены плоскости действия максимальных кулоновых напряжений — плоскости скалывания. Плоскости скалывания во фронте Тихоокеанской плиты ориентированы параллельно оси желоба и характеризуются как взбросы с левосторонней и правосторонней компонентами. Плоскости скалывания погружены здесь под океаническую литосферу. Для земной коры Южных Курил имеются также поперечные левосторонние сдвиги с погружением плоскости на юго-восток. Существенно более сложная обстановка в земной коре Японских островов вдоль Филиппинской плиты. Плоскости скалывания здесь, как правило, ориентированы поперек оси желоба и характеризуются как сдвиги—взбросы и даже сбросы. При расчетах относительных величин напряжений значение коэффициента внутреннего трения принималось равным 0.5.

4.5.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. Анализ результатов второго этапа расчетов показал, что области повышенных значений относительных величин эффективного давления и максимального касательного напряжения концентрируются в земной коре к югу от о. Хоккайдо. Для остальных участков земной коры характерен относительно низкий уровень этих параметров при наличии отдельных доменов средней и высокой интенсивности (рис. 4.25, *a*, *б*). Максимальные значения отношения p^*/τ приурочены к земной коре Нанкайского сегмента Филиппинской плиты. Здесь вблизи Токийского залива имеется общирная область, где хрупкое разрушение происходит в наиболее стесненных (в относительных значениях) условиях. Области повышенных значений этого отношения существуют также к югу от о. Хоккайдо и в юго-западной части о. Окинава.





Рис. 4.25. Результаты второго этапа реконструкции для двух глубинных уровней (10 и 30 км): относительные значения максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(a)$; отношение $p'/\tau_f(b)$

251




Рис. 4.26. Результаты третьего этапа реконструкции для двух глубинных уровней (10 и 30 км): значения коэффициента $C_{Dl}(a)$; относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = p_{f}/p_{l}(\delta)$

Районирование по степени интенсивности дилатансионного процесса и флюидного давления. Оценка параметра C_{Dl} показывает, что в земной коре вдоль гряды островов Южных Курил интенсивность дилатансии распределяется крайне неравномерно (рис. 4.26, *a*). Здесь достаточно большие области с повышенной скоростью дилатансии окружены областями с пониженными ее значениями. Обширные области с повышенной скоростью дилатансии имеются в земной коре к востоку от северной оконечности о. Хонсю, к югу от Токийского залива и о. Окинава. В земной коре о. Хонсю уровень скорости дилатансии в основном низкий. Здесь имсются только небольшие островки областей интенсивной дилатансии.

Областям с повышенной скоростью дилатансии вблизи Токийского залива и о. Окинава отвечают области с пониженными значениями флюидного давления (рис. 4.26, *б*). В земной коре на всем протяжении вдоль Южных Курил флюидное давление достаточно высокое, а к югу от о. Хоккайдо на глубине 10 км рядом с областью высокого флюидного давления существует область большого его градиента. Следует обратить внимание на область повышенного флюидного давления, пересекающую на глубине 10 км земную кору о. Хонсю вблизи мегаполиса Коба. Хотя на глубине 30 км давление практически повсеместно близко к литостатическому, но здесь существуют небольшие участки земной коры с пониженными значениями флюидного давления. Это области к югу от Токийского залива и вблизи о. Окинава.

Области повышенного отношения тектонического давления к флюидному давлению (p/p_{fl}) находятся в земной коре к югу от о. Хоккайдо, Токийского залива и вблизи о. Окинава. Более неоднородное распределение этого отношения в земной коре вдоль островной гряды Южных Курил и западной границы Филиппинской плиты.

4.6. НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ АФТЕРШОКОВОЙ ОБЛАСТИ СПИТАКСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 1988 г

4.6.1. Исходные сейсмологические данные

Реконструкция напряженного состояния афтершоковой области Спитакского катастрофического землетрясения 1988 г. [Ребецкий и др., 2001] выполнялась по данным о 298 механизмах очагов афтершоков, произошедших в его очаговой зоне в период с 25.12.1988 г. по 08.01.1989 г. Эти события были зарегистрированы по локальной сети сейсмических станций, развернутой во время проведения совместных полевых работ ИФЗ РАН и Института физики Земли Страсбургского университета (Франция) [Dorbath et al., 1992]. Магнитуды событий лежат в основном в диапазоне 1.5–3.5 и лишь 18 наиболее сильных афтершоков имеют магнитуду 4.8 $\geq M_s \geq$ 3.5. Необходимо также отметить, что в исследуемом районе за этот период было зарегистрировано 708 землетрясений, однако лишь упомянутые выше имели достаточное число определений знаков первых вступлений для расчета их механизмов с приемлемой точностью.



Рис. 4.27. Исходные данные для реконструкции напряжений в афтершоковой области Спитакского землетрясения 1988 г.: схема положения сейсмогенных областей и направления движения в очаге Спитакского землетрясения (по: [Арефьев, 2003]) (*a*); распределение эпицентров афтершоков (δ); механизмы очагов афтершоков с магнитудами $M_b \ge 3.5$ (*в*)

Разломы: ПСР · Памбак-Севанский, СГР · Спитак-Гехсарский; АРЗ – Аловарская сдвиговая зона; БР - надвиги Базумского хребта Очаговая область Спитакского катастрофического землетрясения представляла собой систему из пяти субочагов (рис. 4.27, *a*), которые являлись сдвигами в восточной части Памбак—Севанского и Аловарского разломов и взбросами для глубинного разлома южного склона Базумского хребта и двух участков Гехсар—Спитакской разломной зоны. На рис. 3.22, *a* приведено наилучшее приближение механизма очага Спитакского землетрясения в виде двойного диполя, на рис. 3.22, *b* показаны механизмы субочагов и механизм форшока. Одним из результатов предыдущих исследований афтершоковой области явилось выделение пяти зон различного сейсмического режима и связанных с ними тектонических разломов [Haessler et al, 1992]. Активность этих разломов проявилась как во время главного толчка, так и за период наблюдаемых афтершоков. На рис. 4.27, *b* представлена тектоническая схема района с эпицентрами очагов землетрясений, используемых для реконструкции, а на рис. 4.27, *b* механизмы землетрясений с магнитудами $M_c \ge 3.5$.

Более поздние исследования сейсмологических данных, полученных в эпицентральной области Спитакского землетрясения, позволили осуществить глубинную томографию этой области [Дорбат и др., 1994]. По ее результатам были выделены два глубинных слоя со скоростями 5.3 и 6.0 м/с, интерпретируемые соответственно как осадочный покров и консолидированный фундамент, с границей раздела на глубине около 4 км. Было также сделано предположение о наличии нескольких участков антиклинальных поднятий более жесткого фундамента, с которыми связаны очаги относительно более сильных афтершоков [Дорбат и др., 1994].

Предварительный анализ исходных сейсмологических данных показал, что преобладающий размер областей упругих разгрузок отдельных афтершоков ($\approx 2 \div 3 L_{ovara}$) в диапазоне магнитуд $M_s = 1.5 \div 3.5$ наиболее представительного энергетического класса в несколько раз меньше мощности сейсмоактивного слоя (диапазон глубин афтершоков от 2.2 до 13.2 км), а плотность их распределения достаточна для постановки задачи о реконструкции параметров деформационного процесса для различных глубинных срезов. Последнее обстоятельство дало возможность выполнить реконструкцию напряженного состояния в узлах трехмерной сетки с шагом 0.02° в латеральном направлении и 2 км по глубине. При таком подходе в расчетах в каждом глубинном слое h участвовали, в основном, ближайшие к нему землетрясения ($h \pm 3$ км).

Реконструкция локального поля напряжений и сейсмотектонических деформаций в афтершоковой области Спитакского землетрясения была предварена реконструкцией для этого района параметров тензоров тектонических напряжений и прира-

Таблица 4.6

Тензор	Ось	1	Oct	s 2	Ось	Коэффициент	
	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	Лоде–Надан
σ	270 264	18	56	69 72	176		0.5
5	204	0	15	12	174	17	0.5

Параметры тензора напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций, град.



Рис. 4.28. Результаты реконструкции регионального напряженного состояния Спитакской сейсмоактивной области: нижние полусферы для нахождения положения осей алгебраически максимального (*a*) и минимального (*б*) напряжений. Пояснения см. в тексте

1, 2 – области допустимой ориентации осей главных приращений соответственно сейсмотектонических деформаций и напряжений; 3, 4 – главные оси тензоров приращений сейсмотектонических деформаций и напряжений соответственно

щений сейсмотектонических деформаций на региональном уровне. При этом были использованы данные о механизмах очагов землетрясений с магнитудами $M_s > 5$ (всего шесть событий с 1976 по 1990 г.) из каталога *СМТ*-решений Гарвардского университета. В результате реконструкции были получены параметры (табл. 4.6), определяющие ориентацию главных осей (азимут простирания и угол погружения) и вид эллипсоида (коэффициент Лоде—Надаи) для тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций соответственно.

Сопоставление представленных в табл. 4.6 параметров показывает, что отклонение рассчитанных тензоров от соосности лежит в пределах точности расчета ориентации главных осей, оцениваемой в 15°. На рис. 4.28 представлены результаты реконструкции на двух нижних полусферах. Здесь области различной плотности заливки характеризуют число событий из однородной выборки землетрясений, несогласных (противоречащих) с ориентацией осей тензора напряжений в случае "выхода" в данную точку сферы оси соответствующего главного напряжения (см. разделы 3.3 и 3.4).

4.6.2. Первый этап реконструкции

Главные оси напряжений, вид напряженного состояния и тензора напряжений. На рис. 4.29 для глубинных уровней расположения узлов сетки 2, 4, 6, 8 и 10 км (сверху вниз в порядке возрастания глубин) представлены результаты реконструкции параметров тензора напряжений, определяющих ориентацию двух главных осей, тип напряженного состояния и вид тензора напряжений для двух временных интервалов, выделенных по результатам реконструкции. Оси максимального девиаторного сжатия σ_3 для всех глубинных уровней ориентированы субгоризонтально с направлением погружения на юг и юг—юго-восток (рис. 4.29, *a*). Ориентация осей максимального девиаторного растяжения σ_1 в основном субширотная (рис. 4.29, *b*), при этом в

Глава 4



Рис. 4.29. Результаты первого этапа реконструкции для пяти глубинных уровней (2, 4, 6, 8 и 10 км): Ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения $\sigma_3(a)$ и $\sigma_1(b)$; тип напряженного состояния (*a*); вид тензора напряжений - коэффициент Лоде-Надаи (*b*)

центральной и западной частях между Памбак—Севанским и Спитак Гехсарским разломами, а также вблизи глубинного разлома южного склона Базумского хребта имеются области с субвертикальной ориентацией этих осей; здесь в широтном направлении ориентирована ось промежуточного главного напряжения σ_3 .

Указанные закономерности ориентации главных осей напряжений отражаются в фиксируемом типе напряженного состояния (см. рис. 4.29, *a*). На небольших глубинах основной тип напряженного состояния – горизонтальный сдвиг, который распространен на западном и восточном флангах исследуемой области. В земной коре центральной части, ближе к г. Спитаку, присутствуют области горизонтального субмеридионального сжатия и сочетания сжатия со сдвигом. С глубиной области горизонтального сжатия расширяются, "выдавливая" области чистого слвигового типа напряженного состояния на южный борт Памбак- Севанского разлома в восточной части афтершоковой области и на его северный борт в западной части афтершоковой области.

Виды тензора напряжений — чистый сдвиг ($\mu_{\sigma} = 0$) и его сочетания с одноосным сжатием (см. рис. 4.29, б). Для малых глубин (до 6 км) в центральной части афтершоковой области существуют несколько вытянутых поперечных к простиранию Памбак–Севанского разлома зон с видом тензора напряжений, близким к одноосному сжатию. С увеличением глубины эти зоны распадаются на отдельные фрагменты.

Оценка отношения надлитостатического давления к максимальным касательным напряжениям (выражение (4.2)), выполненная на основе данных об ориентации главных осей тензора напряжений и о значениях коэффициента Лоде—Надаи (μ_{σ}), показала, что максимальное надлитостатическое сжатие наблюдается в центральной части афтершоковой области между Памбак—Севанским и Спитак—Гехсарским разломами. Наиболее обширны эти области на глубинах 4—8 км. Также повышенные значения надлитостатического давления ($p - p_{h}$) наблюдаются в земной коре вблизи Базумского хребта, начиная с глубины 4 км. Области пониженных значений отношения ($p - p_{h}$)/ τ концентрируются в западной (северное крыло) и восточной (южное крыло) частях исследуемого участка Памбак—Севанского разлома.

Траектории осей горизонтальных псевдоглавных и поддвиговых касательных напряжений. Ориентации осей максимального и минимального горизонтального сжатия для глубины 6 км приведены на рис. 4.30, *а*. В соответствии с представленными ранее данными об ориентации осей главных напряжений оси максимального горизонтального сжатия в афтершоковой области имеют северо-западную ориентацию. В центральной части Памбак—Севанского разлома оси этих напряжений стремятся развернуться и стать более ортогональными к простиранию разлома. Как известно из работы [Осокина, Фридман, 1987], подобные изменения ориентации траекторий осей главных напряжений с областей активных разломов в секторе растяжения. Следует также отметить, что полученное по результатам реконструкции смещение к северу с увеличением глубины области таких изменений ориентации осей главных напряжений согласуется с погружением на север системы очаговых плоскостей Спитакского землетрясения (см. рис. 4.27, *a*).

Поддвиговые касательные напряжения, действующие на горизонтальных площадках, на рис. 4.30, *б* также представлены только для 6-километрового глубинного слоя. Отсутствие единой направленности в ориентации осей этих напряжений показывает, что отклонение осей главных напряжений от субгоризонтальной ориентации обусловлено блоковой структурой исследуемой области, влияющей на характер деформационного процесса. Отметим также, что представленная на рис. 4.30, *б* закономерность ориентации поддвиговых касательных напряжений наследуется и в менее глубоких слоях. Для глубинных горизонтов 8 и 10 км ориентация этих осей выглядит более хаотичной, а интенсивность касательных напряжений на горизонтальных площадках становится меньше.

Траектории простирания плоскостей скалывания. Построение траекторий векторов простирания для плоскостей скалывания выполнялось для значения коэффициента внутреннего трения равного 0.5. Как видно из данных, приведенных на рис. 4.30, *в* в западной и центральной частях афтершоковой области ориентация плоскостей скалывания для обеих компонент горизонтального сдвига (право-и

ų .



Рис. 4.30. Представление результатов первого этапа реконструкции в географической системе координат для глубинного слоя 6 км: траектории горизонтально направленных псевдоглавных напряжений, действующих на вертикальных площадках (*a*); ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с их относительной величиной (*б*); траектории простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (*a*)

левосторонней) не совпадает с направлением существующих разломных систем. В противоположность этому в восточной части афтершоковой области ориентация Памбак—Севанского разлома и система сдвигов Аловарской разломной зоны совпадает с плоскостями скалывания с правосторонней компонентой горизонтального сдвига. Данный результат позволяет предположить, что наибольшие возмущения регионального поля напряжений после Спитакского землетрясения произошли в западном сегменте афтершоковой области, в то время как в восточном сегменте тензор сброшенных здесь напряжений был близок по ряду параметров (ориентация осей, вид тензора) к тензору напряжений регионального поля.

4.6.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. Результаты второго и третьего этапов расчета будут представлены на примере слоя 6 км (рис. 4.31). Наибольшие значения эффективное всестороннее давление и максимальное касательное напряжение принимают в западной части северного крыла Памбак--Севанского разлома. Области минимального значения этих параметров расположены в западной части южного крыла этого разлома и вблизи границ афтершоковой области. Указанная закономерность прослеживается и на других глубинах. Отношение эффективного всестороннего давления к максимальному касательному напряжению p^*/τ (см. рис. 4.31, e) изменяется в диапазоне 0.9–2.2. (от 0.5 до 3 для всех глубинных уровней) при среднем значении 1.63. Экстремальные значения этого отношения также приурочены к западному флангу Памбак-Севанского разлома. Область относительно высоких значений отношения р / т вблизи г. Спитака с увеличением глубины (8, 10 км) расширяется и становится более выраженной. Ближе к поверхности (2, 4 км) эта область соседствует с общирной областью пониженных значений отношения p^*/τ . Средние послойные значения отношения p^*/τ максимальны на глубинах 4 и 6 км: 1.64–1.63. На других глубинных уровнях средние значения этого отношения несколько ниже (1.6).

Районирование по степени интенсивности дилатансионного процесса и флюидного давления. Значение коэффициента C_{Dl} в соответствии с выражением (4.4) также определяет соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения с поправкой на вид тензора напряжений. Анализ пространственного распределения коэффициента C_{Dl} показал, что глубины 4—8 км являются слоями, где более всего областей со значением $C_{Dl} \ge 0,2$, которые в соответствии с экспериментами [Ставрогин, Протосеня, 1992] следует интерпретировать как области повышенной скорости дилатансии. На рис. 4.32, *а* показано распределение значений этого параметра для всех глубинных слоев. Отметим существование области повышенной скорости дилатансии для всех глубин за исключением 2 км (данные о напряжениях здесь отсутствуют) в северном крыле западной части Памбак—Севанского разлома. О наличии такой же области можно говорить и для южного крыла восточной части того же разлома на глубине 2 км. В остальных частях афтершоковой области, так же как это было установлено и для других регионов, соседствуют участки с низкой ($C_{Dl} \leq 0.2$) и с высокой ($C_{Dl} \geq 0.2$) скоростями дилатансии.



Рис. 4.31. Результаты второго этапа реконструкции для глубинного слоя 6 км: относительные значения эффективного давления $p^*/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; значение отношения $p^*/\tau(b)$



Рис. 4.32. Результаты третьего этапа реконструкции для пяти глубинных уровней (2, 4, 6, 8 и 10 км): значения коэффициента $C_{D/}(a)$; относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = \rho_{B}/\rho_{h}(b)$

При расчете флюидного давления предполагалось, что значение эффективной прочности сцепления при образовании сдвигового разрыва равно 50 бар. При таком значении τ_f в верхних глубинных слоях (2 и 4 км) число доменов со значением $p_{fl} < 0$, опредсляющим состояние всестороннего растяжения флюида, не превышало 2% (для жидкости, заполняющей поры горных пород, $p_{fl} < 0$ лишено физического смысла). На этих глубинах при данном значении τ_f только для 5–7% доменов давление p_{fl} было ниже гидростатического.

На рис. 4.32, б представлены результаты районирования земной коры в соответствии с отношением флюидного давления к литостатическому давлению (p_{fl}/p_{ll}). Отметим две зоны относительно низкого флюидного давления в северном и южном крыльях соответственно западной (глубина 4–8 км) и восточной (глубина 2–8 км)



Рис. 4.33. Мониторинг Спитакской афтершоковой области: ориентация осей погружения главных напряжений максимального девиаторного сждатия σ_3 ; траектории осей максимального и минимального сжатий, действующих в горизонтальном направлении, для двух стадий развития (a, δ) сейсмотектонического процесса

Показаны механизмы наиболее сильных афтершоков ($M_s \ge 3$)

частей Памбак—Севанского разлома. Такое падение флюидного давления в этих зонах хорошо коррелирует с отмеченными на рис. 4.32, *а* областями повышенной скорости дилатансии, а также с результатами теоретических исследований напряженного состояния в окрестности разрывов. В соответствии с работами [Осокина, 1987; Осокина, Фридман, 1987] именно в этих зонах при правосдвиговом смещении вдоль исследуемой части Памбак—Севанского разлома должны существовать области относительного снижения всестороннего тектонического давления и, следовательно, более благоприятный режим для осуществления дилатансионного процесса.

Выявленные выше закономерности отражают изменение параметров напряженного состояния, среднего за весь период наблюдения афтершоковой последовательности. В работе [Ребецкий и др., 2001] представлены результаты мониторинга изменений ориентации осей главных сейсмотектонических деформаций, которые позволяют выявить две временные стадии развития процесса в афтершоковой области. Первая стадия определяет поле напряжений, сформировавшееся к 01.01.1989 г. При его расчете в основном использовались данные об афтершоках, предшествовавших этой дате. Вторая стадия отвечала завершающему этапу наблюдений. Основной вклад в формирование поля этой стадии внесли землетрясения, произошедшие после 05.01.1989 г.

Анализ параметров напряженного состояния показывает, что первой стадии афтершокового процесса отвечают раздельные сейсмотектонические течения вдоль двух систем глубинных разломов (Спитак–Гехсар и Спитак–Алавар (рис. 4.33, *a*) с границей раздела вдоль Арагац–Спитакского линеамента, входящего в систему линеаментов Транскавказского поперечного поднятия. Раздельные сейсмотектонические течения вдоль системы разломов Спитак–Гехсар и Спитак–Алавар могут быть связаны как с изменением простирания глубинных разломов, так и с существованием глубинных структурных неоднородностей. В работе [Нечаев, Рогожин, 1991] отмечалась неоднородность структурного строения, выявленная на основе анализа линеаментов именно для глубин 7 км в окрестности пересечения Арагац–Спитакского линеамента с Панбак–Севанским и Аловарским разломами.

На второй стадии афтершокового процесса формируется единая область сейсмотектонического течения вдоль всей системы глубинных разломов Спитак–Гехсар и Спитак -Алавар, что определяется достаточно высокой гладкостью траекторий главных осей тензора приращений сейсмотектонических деформаций в окрестности области сочленения этих разломов. Такая закономерная смена ориентации этих осей позволяет предположить, что в результате сейсмической активности предыдущих этапов произошло разрушение перемычек, препятствовавших формированию единого правосдвигового разлома на глубинах от 4 до 8 км. Положения трех из наиболее сильных афтершоков с магнитудами $M_s > 4.2$, произошедших с 03.01 по 05.03. 1989 г., как раз и приходятся на область предполагаемого срыва (см. рис. 4.33, δ).

4.7. НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ АФТЕРШОКОВОЙ ОБЛАСТИ НОРДРИДЖСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 1994 г.

4.7.1. Исходные сейсмологические данные

В настоящее время существуют несколько уникальных региональных каталогов, иля которых по густой сети сейсмостанций получены очень хорошие сейсмологические данные. Одним из таких каталогов является каталог землетрясений, созданный Е.Хаукссоном [Hauksson, 2000] для Южной Калифорнии, который насчитывает 53 294 события, произошедших с 03.01 1975 г. по 23.12 2000 г. с магнитудами $M_b > 0.6$ (рис. 4.34, *a*). Данные для этого каталога получены по сети, состоянцей в разные периоды времени из 300–500 сейсмостанций (рис. 4.34, *b*).

За период времени, охватываемый этим каталогом, в Южной Калифорнии произошло четыре землетрясения с магнитудой $M_b > 6.5$ (см. рис. 4.34, б). Одним из таких сильных событий являлось Нордриджское землетрясение (17.01.1994 г.) с



Рис. 4.34. Сейсмичность Южной Калифорнии: a – расстановка трехкомпонентных цифровых сейсмостанций и механизмы сильнейших очагов землетрясений ($M_b \ge 5$); δ – эпицентры землетрясений (по: [Hauksson, 2000])

Тектонические напряжения сейсмоактивных регионов



Рис. 4.35. Механизмы наиболее сильных афтершоков Нордриджского землетрясения $(M_b \ge 3)$ (по: [Hauksson, 2000]). Пояснения см. в тексте

Прямоугольник — проекция плоскости очага; AB, CD, EE - профили. залитый кружок – начало вспарывания очага

M_b = 6.7. Землетрясение произошло в сейсмотектонической провинции Сан-Фернандо вблизи разлома Нордридж-Хилл и систем разломов Сан-Габриель и Санта-Сузана. Исследуем напряженное состояние земной коры этой области, анализируя механизмы очагов афтершоковой последовательности этого землетрясения.

Для данной провинции осуществлялись сейсмологические исследования [Fuis et al., 2003] вдоль протяженного профиля меридиональной ориентации, направление которого показано линией *EE* на рис. 4.35. Здесь же показана ориентация двух сечений *AB* и *CD*, вдоль которых будет анализироваться ориентация разрывов в очагах сильных афтершоков.

Из каталога Е. Хаукссона была осуществлена выборка событий для области 118.9°—118.1° з.д., 34.0°—34.7° с.п., отвечающая афтершокам Нордриджского землетрясения. Вошедпие в выборку события (6 274 афтершоков с магнитудами 5.6 $\ge M_b \ge 0.7$) и явились исходными данными для реконструкции параметров на-

Таблица 4.8

268

№-m		Дата		Время		M_{b}	Географ. координаты		Глубина, км		P	,	r	
	год	м-ц	день	час	мин	с		3. д.	с. ш.		Азимут	Погружение	Азимут	Погружение
0*	1994	1	17	12	30	55	6.70	-118.5402	34.2223	16.1	182	8	132	69
1	1994	1	17	12	39	39	4.89	-118.5397	34.2608	14.5	200	20	199	70
2	1994	1	17	13	6	28	4.62	-118.5458	34.2612	15.9	160	37	133	37
3	1994	1	17	13	26	44	4.68	-118.4735	34.3118	4.3	15	17	332	17
4	1994	1	17	13	26	44	4.68	-118.4735	34.3118	4.3	230	57	195	18
5	1994	1	17	15	54	10	4.85	-118.6338	34.3822	9.4	187	24	323	63
6	1994	1	17	17	56	8	4.64	-118.5777	34.2293	19.0	183	0	112	67
7	1994	1	17	20	46	1	4.85	-118.5860	34.3028	6.0	252	0	301	27
8	1994	1	17	23	33	29	5.58	-118.7125	34.3463	5.9	212	8	262	69
9	1994	1	18	0	43	8	5.24	-118.7093	34.3785	8.9	192	9	320	77
10	1994	1	18	15	23	46	4.85	-118.5740	34.3775	12.0	185	0	106	82
11	1994	1	19	14	9	14	4.52	-118.5213	34.2140	18.8	179	14	315	73
12	1994	1	19	21	9	28	5.06	-118.7133	34.3668	8.7	202	9	330	77
13	1994	1	19	21	11	44	5.08	-118.6337	34.3783	20.8	234	9	55	80
14	1994	1	21	18	39	14	4.54		34.2972	10.3	264	10	345	62
15	1994	1	24	4	15	18	4.60	-118.5717	34.3462	6.5	175	0	96	82
16	1994	1	27	17	19	58	4.58	-118.5702	34.2810	13.5	29	40	210	50
17	1994	1	29	11	20	35	5.06	-118.5925	34.3132	1.6	150	17	287	10
18	1994	1	29	11	20	35	5.06	-118.5925	34.3132	1.6	197	1	267	75
19	1994	3	20	21	20	12	5.24	-118,4887	34.2387	11.8	224	3	285	68
20	1994	3	20	21	20	12	5.24	-118.4887	34.2387	11.8	346	5	293	35

Параметры афтершоков Нордриджского землетря
сения с $M_b \! \geqslant \! 4.5$

* Параметры Нордриджского землетрясения.

Глава 4

пряженного состояния в афтершоковой области Нордриджского землетрясения. На рис. 4.35 показана проекция на дневную поверхность плоскости очага Нордриджского землетрясения. Афтершоки созданной выборки с магнитудами $M_b \ge 4.5$ представлены в табл. 4.8.

На рис. 4.35 показаны механизмы землетрясений для $M_b \ge 3.5$. Основные тип механизмов афтершоков — взбросы, взбросо-сдвиги и сдвиги, глубины их очагов распределяются от поверхности и до 22 км. Выполненный анализ глубинного распределения афтершоков показал возможность реконструкции напряженно-деформированного состояния для нескольких глубинных уровней. Так же, как для афтершоков Спитакского землетрясения, реконструкция напряженного состояния осуществлялась в узлах трехмерной сетки с шагом $0.02 \times 0.02^\circ$ и 2 км по глубине в диапазоне от 2 до 18 км. Далее будут представлены карты-схемы напряженных состояний для четырех глубинных уровней: 4, 8, 12 и 16 км.

4.7.2. Первый этап реконструкции

Главные оси напряжений, вид напряженного состояния и тензора напряжений. Результатом реконструкции первого этапа для афтершоковых последовательностей сильного Нордриджского землетрясения было выделение 726 однородных доменов. Наибольшее число таких доменов было получено для слоев с глубинами от 6 до 12 км (более 100 в каждом). Результаты реконструкции напряжений, средних за весь период времени наблюдения афтершоковой последовательности, показали, что основной тип напряженного состояния связан с субгоризонтальным сжатием в северо-восточном направлении при наличии локальных отклонений, обусловленных глубинной структурной неоднородностью исследуемого региона.

На рис. 4.36, *а* для разных глубинных уровней представлена ориентация проекций осей погружения главного сжимающего напряжения. Отметим, что при сохранении северо-восточного—юго-западного направления действия максимальных сжимающих напряжений погружение этих осей изменяется. Существуют обширные участки субгоризонтальной ориентации оси σ_3 , а также участки, где соседствуют области с разным, как правило, северо-восточным или юго-западным погружением (см., например, южный и юго-западный участки для глубин 12 и 16 км). Существуют также области резкого, более чем на 60°, изменения ориентации этих осей. Это можно наблюдать вблизи восточного окончания разломов Нордридж-Хилл (глубина 15 км) и Оакридж (глубина 14 км), а также в центральной части разлома Санта-Сузана (глубина 10—13 км).

Оси максимального девиаторного растяжения σ_1 Они ориентированы субгоризонтально с севера на юг либо имеют кругое субвертикальное погружение (рис. 4.36, δ). Оси промежуточных главных напряжений σ_2 погружаются в основном на северо-запад или юго-восток (рис. 4.36, ϵ). Они субгоризонтальны там, где субвертикальны оси σ_1 , и наоборот, в тех областях, где оси максимального девиаторного растяжения субгоризонтальны, оси σ_2 субвертикальны. Области резкого изменения направления осей σ_1 и σ_2 (с субгоризонтального на субвертикальное)



Рис. 4.36. Результаты первого этапа реконструкции для четырех глубинных уровней (4, 8, 12 и 16 км): ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей нагружения главных напряжений максимального девиаторного сжатия σ_3 (*a*), растяжения σ_1 (*б*) и



промежуточного $\sigma_2(s)$; тип напряженного состояния (*a*); вид тензора напряжений — ко-эффициента Лоде—Надаи (б); отношение ($p - p_{||}$)/ $\tau(s)$

хорошо отражаются в изменении типа поля напряжений (различные значения индекса типа поля напряжений).

Основные типы напряженного состояния — горизонтальное сжатие и сдвиг, причем области с состоянием сжатия концентрируются в северо-западном и юго-восточном секторах исследуемого региона. Для центральной и южной частей региона наблюдается сдвиговый тип напряженного состояния. Имеются также участки, для которых напряженное состояние сочетает горизонтальный сдвиг с горизонтальным сжатием или даже растяжением, а также участки поддвигового типа поля напряжений (оси максимальных девиаторных напряжений сжатия и растяжений имеют близкие углы погружения).

Основными видами тензора напряжений являются чистый сдвиг (см. рис. 4.36, δ) и сочетания чистого сдвига и одноосного сжатия ($0.2 < \mu_{\sigma} < 0.6$), причем области с чистым сдвигом на малых глубинах тяготеют к восточной и западной частям исс. едуемого региона. На малых глубинах (до 10 км) встречаются отдельные домены с видом тензора напряжений, близким к одноосному сжатию. На больших глубинах появляются отдельные домены, для которых вид тензора напряжений сочетает в себе одноосное растяжение и чистый сдвиг.

Расчет отношения надлитостатического всестороннего сжатия к величине максимальных касательных напряжений ($(p - p_h)/\tau$) показал, что в исследуемом регионе имеются области повышенных значений надлитостатического давления. Эти области тяготеют к границам афтершоковой зоны. Центральная часть региона представлена доменами с близкими к нулю величинами $p - p_h$.

Траектории поддвиговых касательных напряжений и простирания плоскостей скалывания. Поддвиговые касательные напряжения, действующие на горизонтальных площадках, имеют упорядоченное направление для верхних (менее 4 км) и нижних (более 12 км) глубинных уровней. При этом они ориентированы с севера на юг и с северо-запада на юго-восток для слоя 4 км в северо-восточной части исследуемого региона и с юга на север для глубин 12 км в северо-западной его части (рис. 4.37, *a*). Для других участков этих глубинных уровней и в слоях от 4 до 12 км ориентация поддвиговых касательных напряжений достаточно хаотичная.

Такая особенность ориентации поддвиговых касательных напряжений связана со структурным строением исследуемой области. Как показали исследования трехмерного распределения гипоцентров афтершоков, в центральной части на глубинах 10—14 км происходит пересечение двух по-разному наклоненных сейсмогенерирующих поверхностей. Одна из поверхностей имеет погружение на север—северо-восток и выходит к дневной поверхности в виде серии разломов Фелимор, Оакридж и Семи. Другая сейсмогенерирующая поверхность имеет север—северо-западное погружение и при подходе к дневной поверхности выходит к разлому Сан-Габриэль. Сопряжение этих сейсмогенерирующих поверхностей в центральной части афтершоковой области определяет локальные изменения реконструированного напряженного состояния.

Построение траекторий векторов простирания для плоскостей скалывания выполнялось для значения коэффициента внутреннего трения, равного 0.5. На рис. 4.37, *б* видно, что в западной и центральной частях афтершоковой области ориентация плоскостей скалывания для обеих компонент горизонтального сдвига



Рис. 4.37. Представление результатов первого этапа реконструкции в географической системе координат для четырех глубинных уровней (4, 8, 12 и 16 км): ориентации осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках вместе с относительной их величиной (*a*); траектории простирания субвертикальных площадок скалывания (по Кулону) с право- и левосдвиговыми компонентами смещения (*б*)

(право- и левосторонней) не совпадает с направлением существующих разломных систем.

4.7.3. Второй и третий этапы реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. По результатам расчетов и в соответствии с алгоритмом метода строилась суммарная диаграмма Мора, анализ которой позволил определить значение коэффициента внутреннего трения (первоначальный расчет осуществлялся для $k_f = 0.6$). Угол наклона нижней границы облака точек соответствовал значению $k_f = 0.5$. Именно для этого значения были выполнены окончательные расчеты параметров напряженного состояния.

На рис. 4.38 представлены результаты второго этапа расчета. Домены с повышенными значениями относительной величины максимальных касательных напряжений т/т, тяготеют к границам афтершоковой области (рис. 4.38, *a*). Такое их распределение вполне увязывается с представлением о повышенных значениях напряжений вблизи границ поверхности разрушения, которые в данном случае отождествляются с границами афтершоковой области. Помимо этого трехмерный анализ сейсмичности позволил выявить две основные сейсмогенерирующие поверхности, одна из которых совпадает с реализованной плоскостью в очаге Нордриджского землетрясения и имеет простирание с запада на восток, а погружение на юг, а другая имеет северо-восточное простирание и погружение на юго-восток. Местом их сочленения является центральная часть афтершоковой области на глубинах 8-12 км. Возможно, что определенное повышение напряжений на этой глубине объясняется именно этим фактом. Для глубины 4 км области повышенных значений отношения τ/τ, вытянуты вдоль южного борта разлома Сан-Габриэль в соответствии с простиранием разрыва в очаге Нордриджского землетрясения (см. рис. 4.35). Точно так же для глубины 16 км область максимальных величин отношения т/т, вытягивается вдоль нижней границы области основного толчка Нордриджского землетрясения.

Распределение отношения эффективного всестороннего давления к максимальному касательному напряжению также отражает последствия движения вдоль плоскости разрыва в очаге Нордриджского землетрясения. В верхних слоях вдоль южного борта разлома Сан-Габриэль имеется резкий градиент отношения p^*/τ , обусловленный близостью областей всестороннего растяжения и сжатия для возмущенных напряжений в концевой области сдвигового разрыва [Осокина, 1987а]. В слое 16 км повышенные значения этого отношения связаны именно с областью всестороннего сжатия возмущенного поля напряжений.

Районирование по степени интенсивности дилатансионного процесса и флоидного давления. Распределение значений коэффициента $C_{Dl'}$ рассчитанного в соответствии с выражением (4.4), показывает, что области повышенной скорости дилатансии ($C_{Dl} > 0.2$) также формируются вблизи границафтершковой области (рис. 4.39, *a*). Характерным здесь является присутствие вблизи границы анализируемой области доменов с низкой скоростью дилатансии. Как правило, такие домены оконтуривают область значений $C_{Dl} > 0.2$.



Рис. 4.38. Результаты второго этапа реконструкции для четырех глубинных уровней (4, 8, 12 и 16 км): относительные значения эффективного давления $p^*/\tau_f(a)$ и максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$



Рис. 4.39. Результаты третьего этапа реконструкции для четырех глубинных уровней (4, 8, 12 и 16 км): значения коэффициента $C_{DI}(a)$; относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = p_{fl}/p_{ll}(\delta)$

В соответствии с выражением (4.5) рассчитывалась величина флюидного давления для различных значений 0 < τ_f < 1000 бар. Было установлено, что начиная с $\tau_f = 50$ бар флюидное давление в более чем 99.5% узлов расчета положительное (общее число узлов расчета 2638). При более высоких значениях эффективной внутренней прочности число узлов с отрицательными значениями флюидного давления начинает резко увеличиваться. Так, для $\tau_f = 100$ бар число узлов с отрицательным давлением флюида составляло 2.5%, а для $\tau_f = 150$ бар – 6.5%. Поскольку невозможно создать растяжение для флюида, заполняющего поры горных пород, то значение $\tau_f = 50$ бар было выбрано как верхний предел внутренней прочности, который может соответствовать исследуемым массивам горных пород.

На рис. 4.39 б показано распределение в каждом из слоев реконструкции отношения порового давления флюида к литостатическому давлению ($\lambda = p_{fl}/p_{ll}$), рассчитанное для $\tau_f = 50$ бар. Это отношение изменяется от 0.45 до 1.05 при среднем значении 0.91. Отметим, что узлы с высоким значением этого отношения находятся как в глубинных слоях профиля, так и у поверхности. Флюидное давление в тех областях, где дилатансионный процесс имеет высокую интенсивность, относительно низкое, причем в верхних слоях оно может падать до гидростатических значений. Максимальные значения флюидного давления, наоборот, с увеличением глубины стремятся приблизиться к литостатическому значению. По мере нарастания глубины в каждом из слоев реконструкции контраст флюидного давления сужается.

Если положить $\tau_f = 50$ бар, то значения максимальных касательных напряжений изменяются от 50 до 450 бар (среднее значение – 160 бар). Полученные оценки максимальных касательных напряжений в несколько раз меньше оценок величин напряжений, которые могут быть получены на основании подхода Р. Сибсона (см. главу 2). Эти результаты соответствуют оценкам, сделанным в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001] для землетрясения Ландерс, произошедшего в 1992 г. (см. раздел 2.3.2).

Определение плоскости разрыва для афтершоков. Определение плоскости разрыва для афтершоков производилось на основании выражения (3.43). В наших исследованиях мы ограничились афтершоками с магнитудой $M_b \ge 4.5$ (см. табл. 4.8), поскольку для этого энергетического уровня событий плоскости афтершоков имели наибольшую стабильность по ориентации. Для меньших магнитуд афтершоков разброс ориентации плоскостей разрывов увеличивается. Очевидно, это связано с тем, что большие магнитуды афтершоков соответствуют плоскостям разрывов, образующимся параллельно плоскости внутреннего трения, в то время как события низкого энергетического уровня могут формироваться за счет разрывов, сильно отклоняющихся от этой ориентации. На рис. 4.40 показаны определенные нами ориентации плоскостей афтершоков. Параметры афтершоков даны в табл. 4.9 (номер события совпадает с его номером в табл. 4.8, а вектора N и S соответственно вектор нормали и вектор подвижки для висячего крыла разрыва в очаге землетрясения).

Для афтершоков 3, 4 и 13 мы не смогли определить плоскость разрыва. Для афтершоков 3 и 4 эго было связано с тем, что их механизмы не согласовывались с механизмами ближайших афтершоков и эти два события не были включены ни в одну из однородных выборок. Афтершок 13 произошел на глубине 20.8 км, где было мало событий, и этот афтершок также не попал ни в одну из однородных выборок. Остальные афтершоки участвовали в создании однородных выборок. Заметим, что каждое из событий могло входить

100/1000 4.9	Таб	лица	4.9)
--------------	-----	------	-----	---

N₂ π/n	ŀ)	T			,V	S		Тип
	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	
0	19	8	132	69	40	50	2	-33	С
1	19	20	199	70	20	65	20	-25	С
2	6	37	133	37	70	60	340	0	S
3	237	17	332	17	Не опр.	Не опр.	Не опр.	Не опр.	S
4	316	57	195	18	Не опр.	Не опр.	Не опр.	Не опр.	E
5	167	24	323	63	187	67	160	20	С
6	204	0	112	67	45	40	3	-41	С
7	31	0	301	27	252	18	170	-20	S
8	15	8	262	69	355	50	32	-33	С
9	182	9	320	77	192	53	175	-35	C
10	12	0	106	82	20	45	5	44	C
11	167	14	315	73	179	58	160	-30	С
12	192	9	330	77	202	53	185	-35	C
13	234	9	55	80	Не опр.	Не опр.	Не опр.	Не опр.	С
14	236	10	345	62	264	48	215	-30	С
15	2	0	96	82	10	45	355	44	C
16	30	40	210	50	29	85	30	-5	С
17	194	17	287	10	241	19	150	5	S
18	4	1	267	75	350	4	17	-41	C
19	25	3	285	68	5	45	44	-37	C
20	27	5	293	35	346	28	65	-20	S

Афтершоки Нордриджского землетрясения с $M_b \ge 4.5$

в несколько однородных выборок, отражающих различные временные стадии и пространственные изменения в развитии процесса деформирования исследуемого региона. Таким образом, представляемый результат носит статистический характер.

На рис. 4.40 три глубинных афтершока (1, 6 и 16) и два афтершока для средних глубин (10 и 15) представляют собой взбросы и правосторонний взбросо-сдвиг (6) с крутопогруженными плоскостями. Эти взбросовые разрывы развиваются параллельно плоскости главного Нордриджского землетрясения. Правосторонние взбросовые и взбросовые разрывы (5, 9 и 12 для глубин вблизи 9 км) отражают взбросовые структуры разлома Санта-Сузана. Приповерхностные афтершоки (7, 17 и 18) с взбросовой и правосторонней сдвиговой компонентами отражают резкое изменение простирания разрыва Санта-Сузана. Два афтершока (19 и 20) вблизи центрального сегмента разрыва Нордридж-Хилл представляют собой левосторонние сдвиги и отражают влияние границ области основного разрыва в очаге Нордридж-ского землетрясения.

Характер погружения разрывов в очагах анализируемых афтершоков представлен на рис. 4.41 для двух профилей, параллельных профилям *AB* (афтершоки 5, 8, 9, 12) и *CD* (афтершоки 1, 2, 6, 10, 11, 14, 15, 16, 19, 20), направление которых показано на рис. 4.35. Для профиля *AB* (см. рис. 4.41, δ) погружение плоскостей разрывов совпадает с направлением погружения разрыва Санта-Сузана (ССР), полученным по данным



Рис. 4.40. Ориентация реализованных плоскостей и направление подвижки очагов афтершоков

Номера очагов см. в табл. 4.9; прямоугольник – проекция плоскости очага Нордриджского землетрясения



Рис. 4.41. Наклоны реализованных плоскостей в очагах афтершоков вдоль профилей *АВ* (а) и *CD* (б) (номера см. в табл. 4.9)

об отраженных волнах вдоль сейсмического профиля *EE* [Fuis et al., 2003] (рис. 4.41, *a*). Только афтершок 8 имеет погружение, соответствующее погружению плоскости разрыва в очаге Нордриджского землетрясения (0). В противоположность этому погружение плоскостей афтершоков для профиля *CD* не совпадает с ориентацией разрывов Санта-Сузана, Миссон-Хилл и Нордридж-Хилл (HXP). Их погружение соответствует погружению разрыва в очаге Нордриджского землетрясения. Только два афтершока (11, 14) имеют погружение их плоскостей почти параллельное разрыву Санта-Сузана.

Результаты реконструкции напряжений, полученные для афтершоковой области Нордриджского землетрясения, позволили выявить характерные особенности пространственного распределения параметров напряженного состояния. Важным элементом этого поля напряжений является субгоризонтальность осей максимального девиаторного сжатия. Основные неоднородности поля напряжения (локальные максимумы) концентрируются вблизи границ афтершоковой области. Такое их распределение хорошо увязано с фактом концентрации напряжений вблизи концов крупного разрыва сплошности среды, возникающего в процессе сильного землетрясения. Существующие в исследуемом участке земной коры разрывные структуры вносят свой вклад в характер напряженного состояния, формируя в центральной части афтершоковой области на глубине порядка 10 км область повышенного напряженного состояния.

4.8. НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ЗАПАДНОГО ФЛАНГА ЗОНДСКОЙ ДУГИ ДО КАТАСТРОФИЧЕСКОГО СУМАТРАНСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 26.12.2004

4.8.1. Исходные сейсмологические данные

Катастрофическое Суматранское землетрясение 2004 г. ($M_w = 9.0$) произошло на фланге Зондской сейсмической области (см. рис. 4.42), огибающем с занада Суматру, Никобарские и Андаманские острова. Этот участок Зондской дуги определяют как участок косой субдукции [Хайн, 2001]. Здесь Индо-Австралийская плита двигается на север со скоростью 65 мм в год (азимут 11° N), а Бирманская плита скользит вдоль Никобар-Андаманского и Центрально-Суматранского правосдвиговых разломов на юг. Геодезические данные показывают смещения до 23 мм. вдоль Суматранского разлома [Prawirodirdjo, 2002]. Рассчитанные скорости сейсмотектонических деформаций максимального укорочения в океанической плите имеют азимут 23° N и убывают вдоль желоба с юго-востока на северо-запад от 5.2 до 0.4 см в год [Krishna, Sanu, 2002]. Для западного фланга Зондской дуги имеются данные о двух сильных землетрясениях с магнитудами $M_s = 8.7$ и $M_s = 8.5$ [Rivera et al., 2002], произошедших соответственно в 1933 г. и 1961 г.

Андаманские и Никобарские острова входят в южный сегмент Бирмано-Зондской системы, которая, в свою очередь, представляет крайнее юго-восточное звено



Рис. 4.42. Тектоническая схема западного фланга Зондской субдукционной зоны

Альпийско-Гималайского пояса [Хаин, 2001]. Неовулканическая дуга Андаманских и Никобарских островов представляет мощную аккреционную призму сложного строения, образованную над наклоненной к востоку зоной субдукции Индийской плиты. К востоку от Андамано-Никобарской дуги расположена впадина Андаманского моря с глубиной более 4 км, подстилаемая корой океанического типа. В цент-



Рис. 4.43. Распределения эпицентров очагов землетрясений для западного фланга Зондской субдукционной зоны с 1973 г. по 26.12.2004 г. (*a*) и афтершоков Суматранского землетрясения (б)

ральной части впадины расположена рифтовая долина, отвечающая оси спрединга с повышенным тепловым потоком. Ось спрединга имеет восток-северо-восточное простирание и разбита трансформными разломами, самый западный из которых лежит на северном продолжении Центрально-Суматранского сдвига (Семангко), а самый восточный — на южном продолжении сдвига Сагаинг Бирмы. По тектонической природе Андаманская впадина подобна бассейнам типа пулл-апарт (pull-apart).

На рассматриваемом участке Зондской дуги выше экватора океаническая плита имеет очень пологий угол пододвигания под континентальную плиту (около 10°) [Rivera et al., 2002]. Южнее начала вспарывания Суматранского землетрясения предшествовавшие ему очаги землетрясений (рис. 4.43, *a*) лежат в земной коре океанической и континентальной плит, севернее — в значительно большей части в земной коре континентальной плиты. Активными сейсмогенными структурами континентальной коры являются пулл-апартные разрывные структуры задугового бассейна и два крупнейших правосдвиговых разрыва: Никобар-Андаманский и Центрально-Суматранский. Рис. 4.44. Механизм очага Суматранского землетрясения по данным Гарвардского университета



Механизм очага Суматранского землетрясения, определение которого дано сейсмическим центром Гарвардского университета, был достаточно типичным для данного участка субдукционной зоны (рис. 4.44). Афтершоковая последовательность позволяет определить в качестве очага землетрясений разрыв протяженностью около 1200 км, а выполненное моделирование сейсмического события (данные с *Web*узела Геологической службы США; Chen Ji, Caltech, 2005) указывает, что в качестве разрыва была реализована субпологая нодальная плоскость. Гипоцентры афтершоков расположены в основном в земной коре океанической плиты и только вблизи Никобар-Андаманского правосдвигового разлома попадают в континентальную плиту.

Суматранское землетрясение уникально тем, что является единственным событием с магнитудой $M_w \ge 9$ в эпоху цифровых инструментальных наблюдений, начало которой можно связывать с серединой семидесятых годов прошлого века. Именно к этому моменту времени относится начало создания каталога механизмов очагов землетрясений сейсмологического центра Гарвардского университета. Поскольку наличие сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений является необходимым условием использования тектонофизических методов реконструкции напряжений, то постепенное, ежегодное наращивание данных Гарвардского каталога позволяет все с большей детальностью выполнять оценку параметров тензора напряжений, действующих в земной коре.

За период времени с 1975 г. (первые данные в Гарвардском каталоге) по 2004 г. произошло одиннадцать землетрясений с магнитудой более 8.0. Однако анализ данных каталога показывает, что ни для одного из этих сильных землетрясений не удается собрать достаточно событий для детальной реконструкции пространственного распределения параметров напряженного состояния в области его подготовки. Это связано прежде всего с относительно узким магнитудным диапазоном землетрясений из каталога Гарвардского университета: наиболее представительный класс землетрясений составляют события с $5 \ge M_w \ge 6$, что предопределяет линейный масштаб осреднения реконструированного напряженного состояния в 50–100 км. Таким образом, для каталога Гарвардского университета детальную реконструкцию





Рис. 4.45. Механизмы очагов землетрясений для западного фланга Зондской субдукционной зоны с 1971 г. по 26.12.2004 г. для глубин до 40 км (*a*) и от 40 го 150 км (*б*)

можно произвести только для сильного землетрясения, очаговая область которого имеет характерный размер не менее 400—500 км. Такие события в период с 1975 г. если и существовали, то относились к начальной фазе создания каталога, когда данных о механизмах очагов землетрясений было недостаточно много.

В отличие от только что сказанного, Суматранское землетрясение произошло в сейсмически активном регионе, для которого на основе сейсмологических данных Гарвардского университета был составлен каталог из 265 событий с 4.7 $\leq M_b \leq 6.5$, произошедших с 1971 г. по октябрь 2004 г. (в настоящее время Гарвардский каталог наращивается также и за счет переопределения механизмов очагов землетрясений, произошедших ранее 1975 г.), с глубиной гипоцентров менее 150 км (рис. 4.45). В табл. 4.10 приведены механизмы очагов в виде двойного диполя для землетрясений $M_b \geq 6.0$. Анализ данных из этого каталога показал возможность осуществить реконструкцию для двух глубинных диапазонов: 0—60 км (220 событий) и 40—150 км (80 событий).

Суматранское землетрясение предоставляет уникальную возможность изучения характерных особенностей поля тектонических напряжений, определившего разви-

Таблица 4.10

Дата	Mb	Географ. гоординаты		Глубина,		A	В		
		В.Д.	с. ш.	КМ	Азимут	Погружение	Азимут	Погружение	
20.06.1976 г.	6.3	96.32	3.4	33	338	28	147	63	
29.09.1979 г.	6.2	94.25	1.19	27	284	89	193	89	
24.01.1983 r.	6.1	93.64	12.95	79	290	50	174	62	
04.04.1983 г.	6.5	94.81	5.73	85	206	51	78	53	
17.11.1984 г.	6.2	98.04	0.19	33	333	10	127	82	
22.01.1990 r.	6.0	96.1	3.85	51	312	28	133	63	
15.11.1990 г.	6.1	97.56	3.95	56	121	68	211	89	
06.08.1991 r.	6.0	95.42	3.8	25	120	44	305	47	
08.12.1992 г.	6.0	93.49	9.19	66	136	58	235	77	
20.01.1993 г.	6.2	97.66	3.06	71	114	19	303	73	
02.05.1994 г.	6.1	97.61	-1.11	38	145	44	326	48	
11.05.1994 t.	6.0	99.8	-2.0	28	301	9	128	82	
08.11.1995 г.	6.1	95.06	1.85	33	191	78	101	90	
01.04.1998 г.	6.2	99.26	-0.54	55.7	318	22	123	70	

Параметры фокальных механизмов в виде двойного диполя (нормали к нодальным плоскостям A и B) для варианта наилучшего приближения *СМТ*-решений землетрясений с $M_b \ge 6.0$

тие крупномасштабного разрушения, и тем самым позволяет провести анализ пригодности различных моделей механизма подготовки землетрясений.

Обработка исходных сейсмологических данных производилась в длиннопериодном режиме реконструкции [Ребецкий, 2003б] в узлах сетки 0.5×0.5°. Выполнение всех процедур формирования однородных выборок СКДТ удалось завершить для 114 и 62 квазиоднородных доменов соответственно для глубины менее и более 40 км.

4.8.2. Первый этап реконструкции

Ориентация главных напряжений в слое 0–60 км. Результатом реконструкции первого этапа явились наборы карт напряженного состояния для двух глубинных уровней. На рис. 4.46 показаны проекции на горизонтальную плоскость осей погружения главных напряжений. Следует отметить сменяющуюся вдоль сейсмофокальной области ориентацию осей главных напряжений. К юго-востоку от начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения проекции осей алгебраически максимальных и минимальных напряжений на горизонтальную плоскость субнормальны (рис. 4.46 a, b), а промежуточного главного напряжения параллельны к простиранию оси желоба. Оси максимального девиаторного сжатия имеют пологий наклон под океаническую литосферную плиту, а оси максимального девиаторного растяжения круго погружены под континентальную плиту. Это типичная субдукционная обстановка, определяемая как обстановка горизонтального сжатия (см. рис. 4.46, a), со строго выдержанной субнормальной к простиранию оси желоба ориентацией и высоким уровнем поддвиговых касательных напряжений на горизон-



Рис. 4.46. Результаты первого этапа реконструкции для земной коры (глубины до 60 км): ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения главных напряжений максимального девиаторного сжатия σ_3 (*a*), растяжения σ_1 (*b*) и промежуточного главного напряжения σ_2 (*b*); тип напряженного состояния (*a*); вид тензо-

тальных площадках земной коры (см. рис. 4.46, г). Ориентация векторов этих напряжений отвечает направлению действия конвекционных потоков под океанической плитой.

По мере продвижения на северо-запад вдоль западного фланга Бирманской плиты оси напряжений максимального девиаторного сжатия и растяжения становятся субгоризонтальными и ориентируются под углами, близкими к 45° к простиранию желоба. Напряженное состояние этого участка дуги классифицируется как горизонтальный сдвиг. Здесь вертикально ориентированы уже оси промежуточного главного напряжения, а касательные напряжения, действующие на горизонтальных площадках, имеют хаотическую ориентацию и низкий уровень интенсивности (см. рис. 4.46, г).

Еще севернее, в районе пулл-апартных структур задугового бассейна, оси максимального девиаторного сжатия становятся субвертикальными. Здесь ортогонально к простиранию оси желоба стремятся ориентироваться уже оси промежуточного глав-



ра напряжений — коэффициент Лоде—Надаи (б); отношение надлитостатического давления к модулю максимальных касательных напряжений (в); ориентация осей поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных плошадках вместе с их относительной величиной (г)

ного напряжения, а оси напряжений максимального девиаторного напряжения субнормальны к простиранию грабенов пулл-апартных структур. Этому участку дуги отвечает типичная обстановка горизонтального растяжения (см. рис. 4.46, *a*).

Вид тензора напряжений вдоль всего рассматриваемого участка близок к чистому сдвигу. Исключение составляет северо-восточная область задугового бассейна, где имеются участки со значениями коэффициента Лоде— Надаи, близкими к одноосному растяжению (см. рис. 4.46, *a*). Оценка отношения надлитостатического всестороннего давления к модулю максимального касательного напряжения показывает, что пулл-апартным структурам задугового бассейна отвечает обстановка всестороннего надлитостатического растяжения, а областям вблизи места начала "вспарывания" разлома Суматранского землетрясения — обстановка всестороннего надлитостатического сжатия. В других участках исследуемого участка Зондской дуги давление, обусловленное действием тектонических напряжений, либо близко к литостатическому давлению (центральная часть Никобар-Андаманского и северный участок Цент-
рально-Суматранского сдвиговых разломов), либо меньше его (южный участок дуги).

Таким образом, вдоль западного фланга Зондской субдукционной зоны с юга на север происходит последовательная смена режимов напряженного состояния от субдукционного (горизонтальное сжатие) до горизонтального растяжения. Важно отметить, что субдукционный дежим напряженного состояния в южной части исследуемого участка дуги практически вплоть до места начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения формируется в земной коре океанической литосферной плиты, в то время как режим горизонтального растяжения в задуговом бассейне, сдвиговый режим вдоль западного фланга Бирманской плиты и некоторые участки режима горизонтального сжатия к востоку от северного окончания Суматры формируются в земной коре континентальной литосферы. Совершенно очевидно, что подобная трансформация напряженного состояния -- от субдукционного к сдвиговому и раздвиговому (горизонтальное растяжение) — определяется движением Бирманской плиты с северо-запада на юго-восток. Именно движение этой плиты определяет правосдвиговую кинематику Никобар-Андаманского и Суматранского разломов и особенности режима напряженного состояния в континентальной части земной коры.

Механизм деформирования континентальной коры вдоль западного фланта Бирманской плиты. Анализ смены ориентации главных осей напряжений на участке от начала "вспарывания" разрыва при Суматранском землетрясении до сейсмофокальной области задугового бассейна, т.е. в земной коре континентальной литосферы, показывает, что она достаточно хорошо соответствует наблюдаемой ориентации осей главных напряжений вблизи трещины сдвига [Осокина, 1987]. На рис. 4.47 показаны траектории осей напряжений максимального и минимального сжатия, действующие в горизонтальной плоскости исследуемого участка Зондской дуги, и траектории этих напряжений, отвечающие теоретическому решению задачи теории упругости для трещины сдвига. Следует отметить, что в теоретическом решении отклонение от ориентации главных напряжений "регионального" поля (стрелки на рис. 4.47, *б*) обусловлено сдвигом вдоль одиночной трещины, в то время как в исследуемом регионе существуют два крупных правосдвиговых разлома: Никобар-Андаманский и Центрально-Суматранский.

Участки вблизи начала "вспарывания" разрыва и восточная часть пулл-апартных структур (пунктирные эллипсы на рис. 4.47, *a*) соответствуют накрестлежащим секторам вблизи окончаний сдвигового разрыва, т.е. тем областям, где оси максимальных сжимающих напряжений стремятся стать ортогональными его плоскости. Между этими участками находится область, в которой происходит снятие напряжений, обусловленное скольжением вдоль южного участка Никобар-Андаманского и северного участка Центрально-Суматранского правосдвиговых разрывов. Следует заметить, что согласно теоретическому решению [Осокина, Фридман, 1987], северный участок задугового бассейна и область вблизи начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения лежат в "секторах растяжения". Здесь решение задачи теории упругости определяет уменьшение всестороннего сжатия и даже возможность появления всестороннего растяжения (это зависит от параметров "региональных" напряжений). Для задугового бассейна результаты реконструкции (см. рис. 4.46, *в*) показали наличие всестороннего надлитостатического растяжения (давления растя-



Рис. 4.47. Траектории максимальных и минимальных сжимающих напряжений, действующих в земной коре в горизонтальном направлении (*a*) и главных напряжений (на врезке), отвечающих теоретическому решению задачи по трещине сдвига (*б*) (по: [Осокина, 1987]). Пояснения см. в тексте

жения), что также соответствует теории. Для области начала "вспарывания" разрыва по результатам реконструкции наблюдаются повышенные значения надлитостатического всестороннего сжатия (давления сжатия), что отлично от наблюдаемой в теоретическом решении обстановки всестороннего растяжения. Возможно, что данное различие обусловлено сложной разрывной структурой западного фланга Бирманской плиты (в отличие от теоретического решения здесь как минимум два крупных сдвиговых разрыва), а также близостью к участкам субдукционного режима напряженного состояния, расположенных южнее.

Таким образом, Никобар-Андаманский разрыв и северный участок Центрально-Суматранского разрыва следует рассматривать как активную на современном этапе сдвиговую структуру, возмущающую поле тектонических напряжений исследуемого

10 Peõeukini 10. .!!

участка Зондской дуги (на рис. 4.47 активные участки этих разломов даны утолщенной линией). Концевыми частями этой сдвиговой структуры являются северо-восточный участок пулл-апартов задугового бассейна и область вблизи начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения.

Ориентация главных напряжений в слое 40–150 км. На рис. 4.48 показаны проекции на горизонтальную плоскость осей максимального девиаторного сжатия и растяжения, полученные по результатам реконструкции в глубинной части слэба океанической литосферной плиты, где между Никобарскими островами и северным окончанием о. Суматра наблюдается еще больший разворот осей максимального сжатия. При этом оси максимального девиаторного растяжения становятся строго ортогональными простиранию оси желоба. Этому участку отвечает достаточно дробный режим напряженного состояния: горизонтальное сжатие в земной коре Никобарских островов, горизонтальный сдвиг севернее и восточнее северного окончания



Рис. 4.48. Результаты первого этапа реконструкции для глубинной (40–150 км) части слэба: ориентация проекций на горизонтальную плоскость осей погружения главных напряжений максимального девиаторного сжатия σ_3 (*a*) и растяжения σ_1 (*b*); тип напряженного состояния (*a*); вид тензора напряжений – коэффициент Лоде–Надаи (*b*)

о. Суматра, поддвиговый сдвиг вблизи начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения (см. рис. 4.48, *a*). Углы погружения осей максимального девиаторного растяжения здесь близки 45—50°, что также близко к углу погружения слэба. Подобная ориентация осей главных напряжений отвечает механизму затягивания слэба утяжеленным, глубинным его концом. Для этого участка слэба вид тензора напряжений меняется от чистого сдвига до одноосного сжатия (см. рис. 4.48, *б*).

Для слэба южнее начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения характер напряженного состояния соответствует субдукционному режиму с отвечающим ему погружением осей максимального девиаторного сжатия под океаническую плиту, а осей максимального девиаторного растяжения под континентальную плиту.

4.8.3. Второй и третий этап реконструкции

Соотношение эффективного давления и максимального касательного напряжения. Оценка относительных величин напряжений показала достаточно резкий градиент эффективного давления и максимальных касательных напряжений вдоль исследуемого участка дуги (рис. 4.49, *a*, *б* и рис. 4.50, *a*, *б*). Здесь прежде всего следует выделить область пониженных напряжений вблизи северного окончания о. Суматра. Для глубин до 60 км эта область вдоль субдукционной области имеет протяженность порядка 250-300 км и ограничена с обеих сторон участками с более высокими напряжениями (в 3-4 раза). Для больших глубин контраст напряжений не так ярко выражен, хотя здесь также имеются участки повышенных и пониженных напряжений.

Место начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения располагалось в области высоких напряжений вблизи ее границы с областью низких напряжений. Область высоких напряжений имела протяженность около 250 км. Распространение разрыва Суматранского землетрясения было направлено в область пониженного эффективного всестороннего давления. Следует также отметить, что отношение эффективного давления к максимальному касательному напряжению снижается по мере продвижения от начала "вспарывания" разрыва к области пониженных напряжений (рис. 4.49, *в*), т.е. в этом направлении всестороннее давление уменьшается быстрее, чем максимальные касательные напряжения. Подобная ситуация может рассматриваться как благоприятная для развития хрупкого разрушения.

Результаты реконструкции показывают, что для юго-восточного участка дуги также имеются области резкого градиента интенсивности напряжений. Здесь область пониженных напряжений не так ярко выражена, имеет протяженность 200 км и пространственно связывается с областью сильного землетрясения, произошедшего в 1833 г. Другая область пониженных напряжений протяженностью около 100 км разделяет области высоких напряжений задугового бассейна.

Механизм образования градиента интенсивности напряжений. Анализ результатов реконструкции показывает, что области повышенных максимальных касательных напряжений в задуговом бассейне и вблизи начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения соответствуют подобного типа областям, полученным по







Рис. 4.50. Результаты второго этапа реконструкции для глубинной (40–150 км) части слэба: относительные значения эффективного давления $p^*/\tau_f(a)$; максимальных касательных напряжений $\tau/\tau_f(b)$; отношение $p^*/\tau(b)$



Рис. 4.51. Распределение вблизи сдвигового разрыва областей повышения (*1*) и понижения (*2*) максимальных касательных напряжений относительно первоначальных (региональных) напряжений, действовавших до активизации разрыва, при угле между осью максимального девиаторного сжатия и направлением разрыва 60° (*a*) и 30° (б) (по результатам теоретического решения (по: [Осокина, 1987])

теоретическим расчетам для сдвигового разрыва [Осокина, 1987], если считать, что оси "регионального" напряжения максимального сжатия составляют с простиранием сдвигового разрыва угол порядка 60° (см. рис. 4.51, *a*). Именно в этом случае области повышенных напряжений располагаются в секторах "растяжения" - секторах, откуда идет перемещение материала. При более остром угле (около 30°, см. рис. 4.51, *б*) области повышенных напряжений должны находиться в секторах "сжатия", т.е. там, куда направлено перемещение материала. Согласно теоретическим расчетам, в центральной части сдвигового разрыва существует область пониженных напряжений (относительного регионального уровня). Участок пониженных напряжений в южной части Никобар-Андаманского сдвига и северной части Центрально-Суматранского сдвига следует отождествлять именно с такой областью (см. рис. 4.49, *б*).

Таким образом, результаты реконструкции второго этапа полностью подтвердили выводы, полученные путем анализа ориентации осей главных напряжений, о том, что неоднородность напряженного состояния центральной и северной частей рассматриваемого участка Зондской дуги связана с юг — юго-восточным направлением движения Бирманской плиты. Именно активные правосдвиговые разрывы западного фланга этой плиты осуществили перераспределения напряжений в континентальной коре, создав вдоль дуги области резкого градиента интенсивности напряжений.

Выбор плоскости разрыва для Суматранского землетрясения. Механизм очага Суматранского землетрясения (см. рис. 4.44) предлагает в качестве разрыва одну из двух нодальных плоскостей: субвертикальную плоскость с погружением (угол с горизонтом 83°) под океаническую литосферную плиту; пологую нодальную плоскость (угол с горизонтом 8°), погружающуюся под континентальную плиту. Параметры механизма приведены в табл. 4.11 в соответствии с данными Гарвардского университета. Простирание обеих плоскостей одинаковое, близкое к простиранию

Таблица 4.11

Нодальные плоскости	Простирание	Погружений	Смещение
A	329	8	110
B	123	83	87

Параметры механизма в виде двойного диполя для Суматранского землетрясения 26.12.2004

желоба для участка Зондской дуги в месте начала "вспарывания" землетрясения. Для субвертикальной нодальной плоскости (плоскость *B* в табл. 4.11) тип движения практически чисто взбросовый, а для пологой (плоскость *A* в табл. 4.11) — надвиговый (поддвиговый) с небольшой компонентой правого сдвига. Как известно, при замене очага землетрясения точечным источником в виде двойной пары сил выбор любой из нодальных плоскостей в качестве разрыва не дает различий в сейсмической волновой картине. Поэтому в настоящее время для сильных землетрясений выбор реализованной плоскости разрыва осуществляется в основном двумя способами: 1) на основе анализа пространственного распределения афтершоков; 2) путем математического моделирования волновой картины для каждой из нодальных плоскостей.

Анализ распределения гипоцентров афтершоков показывает, что бо́льшая их часть может быть связана с областью контакта океанической и континентальной илит. Эпицентры афтериоков, возникновение которых обусловлено смещением по границе контакта плит, располагаются между осью желоба и хребтом (см. рис. 4.45, б). Помимо этой совокупности афтершоков существуют еще два крупных кластера афтершоков, практически целиком (более 97%) расположенных в земной коре континентальной литосферы вблизи южного окончания и в центральной части Никобар-Андаманского сдвигового разлома. Эти кластеры содержали соответственно 963 (северный) и 220 (южный) афтершоков, произошедших до 14.02.2005 г. Области земной коры, в пределах которых расположены афтершоки рассматриваемых кластеров, определяют концы резко активизировавшегося участка данного разлома протяженностью около 600 км, кинематический механизм которого – горизонтальный сдвиг.

Анализ характера сейсмического режима (рис. 4.52) показывает высокую активность этих участков разлома, на фоне которой выделяются два этапа: первый, отвечающий двум первым дням после Суматранского землетрясения, и второй, охватывающий период времени второго месяца после землетрясения. Первый этап характеризуется активной сейсмичностью, полностью покрывающей участки разломов, занимаемых обоими кластерами. При этом в северном кластере в этот период времени произошло большее число землетрясений с магнитудами $M_b \ge 6$. Сейсмическую активность этого периода следует связывать либо с быстрым (динамическим) движением бортов участка Никобар-Андаманского разлома между анализируемыми кластерами в момент Суматранского землетрясения или медленным криповым сдвигом, развившимся сразу после землетрясения. Второй период активизации в анализируемых кластерах различался по интенсивности сейсмичности и энергетическому уровню произошедших афтершоков. В области, занимаемом северным кластером, на 30-й день после Суматранского землетрясения начал формироваться еще более ло-



Рис. 4.52. Распределение афтершоков Суматранского землетрясения вдоль южного сегмента Никобар-Адаманского сдвигового разлома (глубины менее 40 км) в разные периоды времени

Пунктир разделяет периоды времени с различным сейсмическим режимом. Пояснения см. в тексте

кальный внутренний кластер, основу которого составили афтершоки с $M_b \leq 5$. В области, занимаемом южным кластером, в этот момент времени возникло порядка 10 афтершоков с $M_b \geq 5$ и 2 афтершока с $M_b \geq 6$.

Таким образом, можно говорить о том, что источником наблюдаемой после Суматранского землетрясения афтершоковой последовательности могут являться две активные структуры, одна из которых связана с областью поддвига океанической литосферной плиты, а другая — с активным участком Никобар-Андаманского разрыва. Этот вывод, однако, не позволяет однозначно судить о том, как развивался разрыв самого Суматранского землетрясения: являлись ли обе эти разрывные структуры источником сейсмических колебаний или разрыв Суматранского землетрясения целиком был связан с границей поддвига океанической плиты? Высокая сейсмичность Никобар-Андаманского разрыва на афтершоковой стадии может быть связана с еще более усилившимся криповым движением вдоль разрыва, которое наблюдалось и до сильного землетрясения (см. рис. 4.43, *a*).

На Web-узле Геологической службы США помещены результаты математического моделирования сейсмической волновой картины для источника в виде пологой плоскости [Chen Ji, Caltech, 2005] (см. рис. 4.53). Угол погружения этой плоскости близок к углу погружения океанической литосферной плиты для данного участка субдукционной зоны. Южная граница моделируемого разрыва начинается вблизи зафиксированной точки начала "вспарывания" Суматранского землетрясения, а северная фактически совпадает с границей северного кластера афтершоков, произошедших вдоль Никобар-Андаманского разрыва (см. рис. 4.43, δ). Направление движения вдоль разрыва отвечало поддвиговому механизму и было достаточно неравномерным вдоль моделируемой плоскости (рис. 4.53). Вариант расчета именно такого сдвигового разрыва давал синтетические сейсмограммы, наилучшим образом совпадавшие с наблюденной волновой картиной. В соответствии с результатами моделирования длина разрыва (L_q) составляет 450 км, ширина (W_q) – 180 км, а максимальные амплитуды подвижки – 22 м.

Рис. 4.53. Модель движений в очаге Суматранского землетрясения для пологой плоскости (погружение под континентальную плиту) (по: [Chen Ji, Caltech, 2005])

1 – 20 м; 2 – 15 м; 3 – 10 м; 4 – 1–5 м



Данные о параметрах реконструированных напряжений позволяют выполнить анализ возможности реализации одной из двух нодальных плоскостей, характеризующих механизм очага Суматранского землетрясения в соответствии с алгоритмом, изложенном в разделе 3.5.4. Для этого на диаграмму Мора необходимо поместить данные о векторе напряжений для каждой из нодальных плоскостей. Эту процедуру осуществим для области вблизи начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения. В табл. 4.12 представлены данные об ориентации осей главных напряжений, значение коэффициента Лоде—Надаи здесь было близко к нулю (чистый сдвиг).

На диаграмме Мора (рис. 4.54, *a*) показаны сопряженные пары точек, отвечающие векторам напряжений, действовавших на плоскостях, параллельных нодальным плоскостям в момент возникновения землетрясения. Точка, отвечающая субпологой нодальной плоскости (*A*), лежит на диаграмме Мора вблизи точки, соответствующей ориентации плоскости скалывания. Этой нодальной плоскости отвечает высокий уровень действующих кулоновских напряжений, близкий к предельным. Точка для второй нодальной плоскости (*B*) лежит вблизи оси абсцисс, т.е. на соответствующей ей плоскости существует низкий уровень кулоновских напряжений. Подобное положение точек на диаграмме Мора обусловлено тем, что нодальная плоскость *A* в системе координат, связанной с главными осями напряжений, действовавших до возникновения Суматранского землетрясения, отвечает плоскости скалыва-

Таблица 4.12

Параметры осей главных напряжений для области реконструкции напряженного состояния вблизи начала "вспарывания" Суматранского землетрясения

Параметры осей главных напряжений	σ	σ2	σ3	
Азимут	32	127	217	
Угол погружение	69	2	21	



Рис. 4.54. Графическая иллюстрация выбора из двух нодальных плоскостей (*A*, *B*) механизма Суматранского землетрясения плоскости, реализованной в виде разрыва, по результатам тектонофизического анализа: *a* — диаграмма Мора, *б* — вертикальное сечение поперек простирания желоба Индийской океанической плиты. Пояснения см. в тексте

ния горных пород (коэффициент внутреннего трения $k_f = 0.5$, $\varphi_f = 26^\circ$). В то же время напряжения σ_3 субортогональны нодальной плоскости *B*, что предопределяет наличие на этой плоскости низкого уровня касательных напряжений при высоком уровне напряжений, обусловленных трением. На рис. 4.54, *б* в поперечном к простиранию желоба сечении показана ориентация осей главных напряжений и обеих нодальных плоскостей.

В соответствии с выполненным анализом можно говорить о том, что в момент начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения реализоваться могла только субпологая плоскость, отвечающая механизму поддвига океанической литосферной плиты под континентальную плиту. Анализ пространственного распределения параметров реконструированных напряжений (рис. 4.55) показывает, что подобная ситуация, благоприятствующая развитию субпологого разрыва, распространяется на северо-запад на 100—150 км, далее данных о напряженном состоянии нет, поскольку для этого участка нет данных о механизмах очагов землетрясений. К северу от начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения характер напряженного состояния достаточно быстро меняется, что приводит к резкому снижению уровня кулоновых напряжений на плоскостях, параллельных рассмотренной плоскости.

Оценка величины эффективного внутреннего сцепления. Данные рис. 4.49 и рис. 4.50 определяют значения относительных величин эффективного всестороннего давления и максимальных касательных напряжений. Для оценки самих величин этих параметров тензора напряжений необходимо рассчитать среднее для данного масштабного уровня (эффективное) внутреннее сцепление τ_f . В разделах 4.6 и 4.7 подобные расчеты выполнялись путем перебора различных значений τ_f и анализа флюидного давления, отвечающего этим значениям распределения по глубине. Здесь оценка величины τ_f будет сделана на основе использования в качестве дополнительных данных величины напряжения, снимасмого в очаге Суматранского землетрясения.

С этой целью, опираясь на модель, представленную в работе [Chen Ji, Caltech, 2005], рассчитаем величину снимаемых напряжений в очаге Суматранского земле-



Рис. 4.55. Оценка величин сбрасываемых напряжений в плоскости разрыва Суматранского землстрясения (модель из работы Chen Ji, Caltech, 2005) на диаграмме Мора для 12 доменов, в которых была выполнена реконструкция напряжений

1 – точка на диаграмме Мора, отвечающая вектору напряжений на плоскости разрыва для данного домена; 2 – линия предела внутренней прочности; 3 – линия минимального сопротивления сухого статического трения; 4 – линия сопротивления сухого кинематического трения

трясения. Согласно данным Гарвардского университета, сейсмический момент землетрясения был равен 3.95·10²² Нм. Используя выражение (1.113) с параметрами разрыва $L_q = 450$ км, $\Omega_q = 67500$ км² и полагая $\zeta = 0.8$ (взброс), находим $\Delta \tau_n \approx 10$ бар (1 МПа). В случае принятия в качестве длины разрыва величины 1200 км, значение сбрасываемых напряжений снижается до 2–3 бар.

В соответствии с выражением (1.109) величину сбрасываемых напряжений можно рассчитать, используя данные о реконструированных параметрах тензора напряжений в областях, входящих в область очага Суматранского землетрясения. При этом значения сбрасываемых напряжений оцениваются с точностью до неизвестного значений внутреннего сцепления τ_f . Более детально алгоритм оценки величин сбрасываемых напряжений представлен в разделе 5.1 (выражения (5.6)). На рис. 4.55 представлен анализ относительных величин сбрасываемых напряжений (с точностью до нормировки на величину τ_f) в доменах реконструкции напряженного состояния, попадающих согласно модели работы [Chen Ji, Caltech, 2005] в область очага землетрясения.

Из 12 доменов, для которых имелись данные о параметрах тензора напряжений, в четырех касательные напряжения на плоскости анализируемого разрыва были ниже напряжений трения при коэффициенте трения, равном кинематическому (k_k было принято равным 0.4). В пределах этих доменов возникновение разрыва не приведет к сбросу касательных напряжений. Предполагалось, что в доменах, для которых нет данных о механизмах очагов землетрясений (практически отсутствуют данные о землетрясениях, см. рис. 4.43), уровень напряжений низкий. В них также не происходит сброса напряжений. В силу сказанного, выполнялось суммирование величин сбрасываемых напряжений только для восьми доменов. Полученное значение усреднялось на общее число доменов (24) в области, отвечающей очагу землетрясения согласно модели из работы (Chen Ji, Caltech, 2005), что дало возможность получить среднее касательное напряжение, снятое на плоскости, отвечающей разрыву Суматранского землетрясения:

$$\sum_{i=1}^{24} \Delta \tau'_n / 24 = 0.26 \tau_f \,. \tag{4.7}$$

Приравнивая эти напряжения величине 10 бар, полученной в соответствии с данными о сейсмическом моменте, находим $\tau_f \approx 38$ бар. Это значение близко к значениям, полученным для афтершоковой области Нордриджского землетрясения. Полученное значение внутреннего сцепления массивов горных пород позволяет оценить величины максимальных касательных напряжений и эффективного давления, которые согласно данным рис. 4.49 и рис. 4.50 не превосходят соответственно 350 и 650 бар.

Области повышенной скорости дилатансии и флюидное давление. На рис. 4.56, а представлены результаты районирования земной коры исследуемого участка Зондской дуги на соответствие условиям, способствующим повышеннию скорости дилатансии горных пород. Установлено, что в крупных областях с низким уровнем напряжений (севернее начала "вспарывания" разрыва Суматранского землетрясения и в юго-восточной части исследуемого участка Зондской дуги) скорость дилатансии



Рис. 4.56. Результаты третьего этапа реконструкции для земной коры (глубины до 60 км): значения коэффициента $C_{DI}(a)$, относительные значения флюидного давления – коэффициент $\lambda = \rho_{II}/\rho_{II}(6)$

пониженная (значение коэффициента $C_{Dl} < 0.2$). Для остальных участков дуги характерным является повышенная скорость дилатансии ($0.2 < C_{Dl} < 0.4$).

Флюидное давление всюду более чем вдвое выше гидростатических значений для данной глубины (рис. 4.56, *a*). При этом для участка дуги вдоль о. Суматра флюидное давление очень близко к литостатическим значениям. Самых больших значений оно достигает для области пониженных напряжений, расположенной вблизи начала "вспарывания" Суматранского землетрясения. В континентальной коре задугового бассейна флюидное давление несколько ниже, причем самые низкие его значения отмечены для северо-восточного окончания пулл-апартных структур.

Выполненная реконструкция параметров напряженного состояния вдоль западного фланга Зондской субдукционной зоны на стадии подготовки катастрофического Суматранского землетрясения позволила выявить особенности распределения напряжений, которые могут оказаться характерными для областей сильных землетрясений. Здесь прежде всего следует отметить, что начало "вспарывания" очага землетрясения находилось в области высокого градиента напряжений. Разрыв, зародившись в области высоких напряжений, распространялся в область более низких напряжений.

Высокая сейсмичность обеих областей (низкого и высокого уровня напряжений) вблизи начала "вспарывания" Суматранского землетрясения говорит о том, что их напряженное состояние было близким к предельному. Разные участки предельной кривой Мора, на которых происходит касание больших кругов Мора, отвечающих напряженным состояниям этих областей отражают разный уровень интенсивности напряжений. С позиции теории предельного состояния распространение разрыва в оба направления равновероятно. Однако, как это будет видно из приводимого в главе 5 анализа динамических параметров землетрясений, характеристики очага землетрясений в областях разной интенсивности напряжений могут существенно различаться.

В областях высокой интенсивности напряжений величина сбрасываемых напряжений, а следовательно, и снимаемой упругой энергии, большая, что казалось бы делает предпочтительным для развития разрыва южное направление. Но ввиду наличия высокого уровня всестороннего сжатия на разрыве, действуют большие по величине силы трения, приводящие при развитии смещений вдоль разрыва к переводу в тепло части снимаемой упругой энергии. КПД землетрясения (отношение энергии, выделившейся в сейсмических волнах, к энергии, снимаемых в окрестности очага упругих деформаций) снижается с увеличением интенсивности напряжений (см. главу 5).

Разрыв Суматранского землетрясения, зародившись в области с высоким уровнем внутренней упругой энергии (больших значений девиаторных напряжений), распространялся в область более низкого уровня напряжений, так как в этом случае хрупкое разрушение горных пород осуществлялось наиболее эффективным образом. Вероятно, развитие разрыва в область высоких напряжений было невозможно либо с энергетических позиций, либо оно осуществлялось вязким, криповым образом.

Сам факт возникновения сильного землетрясения в области высокого градиента напряжений, с одной стороны, заставляет пересмотреть существующие на сегодняшний день взгляды на процесс подготовки землетрясения, в которых доминируют представления о повышении интенсивности напряжений во всей области будущего землетрясения до предельных значений, а с другой — ставит новые задачи по изучению развития хрупкого разрыва в поле неоднородных напряжений.

Высказанные здесь соображения носят самый предварительный характер. Суматранское землетрясение — исключительное событие, изучение которого позволит существенно расширить наши представления о процессе формирования и развития землетрясений.

глава

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ О НАПРЯЖЕНИЯХ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ

Обычно результатом применения методов реконструкции параметров тензора напряжений (см. обзор в главе 2) являются данные об ориентации осей главных напряжений и величине коэффициента вида тензора напряжений, которые фактически используются только для объяснения геодинамической ситуации в исследуемом регионе. Эти данные позволяют показать направления действия главных литосферных усилий, которые могут не совпадать с направлениями горизонтальных движений, сведения о которых получают с помощью спутниковой геодезии (GPS-наблюдения), и дают возможность с большей достоверностью характеризовать современную стадию тектонического развития исследуемых областей земной коры [Гущенко и др., 1990]. Этих данных вполне достаточно для формулирования краевых условий в задачах численного моделирования [Романюк, Ребецкий, 2001a, б] и выбора коэффициентов усиления при оценке сейсмических воздействий на инженерные сооружения (инженерная сейсмология).

Развитие методов реконструкции тектонических напряжений для получения данных об относительных величинах шаровой и девиаторной компонент тензора и тем более о самих величинах напряжений существенно расширяет информационную базу для решения наиболее актуальных задач сейсморайонирования, инженерной сейсмологии, физики очага и др. Данные о величинах шаровой и девиаторной компонент тензора напряжений позволяют перейти к решению проблемы выделения сейсмоопасных зон и оценки их энергетического состояния с физических позиций; на их основе можно выполнить оценки динамических параметров очагов землетрясений, исследовать процессы подготовки очагов землетрясений, а также оценить механические свойства массивов горных пород.

5.1. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОЧАГОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

В настоящее время данные о динамических параметрах очагов землетрясений можно получить путем оценки величины сейсмического момента, значения которого обычно определяются путем анализа амплитуды спектра длиннопериодных поверхностных волн [Aki, 1966a, 1966б]. В соответствии с используемым в сейсмологии подходом можно оценивать только величину сбрасываемых напряжений (1.113) и энергию, выделившуюся в сейсмических волнах (1.118), однако вхождение в выражения (1.113) и (1.118) линейных размеров очага приводит к тому, что подобные оценки обычно делаются для достаточно сильных землетрясений, для которых по результатам анализа пространственного распределения эпицентров землетрясений установлены размеры очага. Для слабых землетрясений подобные оценки выполняются редко [Mori et al., 2003]. Определение полной энергии, высвобождаемой в результате землетрясения и затраченной не только на излучение упругих сейсмических волн, но также на разрушение и разогрев горных пород (как результат пластических деформаций и трения на разрыв), согласно выражению (1.119) невозможно выполнить без данных о касательных напряжениях, действовавших на разрыве до землетрясения.

В этой связи оценки величин напряжений, полученные в результате использования метода катакластического анализа при обработке сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений, позволяют рассчитывать динамические параметры очага независимо от значений сейсмического момента. В случае, когда в рамках метода катакластического анализа механизмов очагов землетрясений выполнены только два этапа реконструкции, данные об относительных значениях напряжений позволяют выполнять оценку коэффициентов эффективности землетрясений (см. (1.121), (1.123)), а для землетрясений из одного тектонического региона ($\tau_f = \text{const}$) осуществлять сопоставление рассчитанных относительных значений динамических параметров их очагов.

5.1.1. Расчет напряжений, снимаемых в очагах землетрясений

Графический анализ. Продолжим представленный в предыдущих главах графический анализ напряженного состояния, отвечающего хрупкому разрушению трещиноватых горных пород, на круговой диаграмме Мора для стадии, когда возникают сдвиговые смещения бортов одного из ранее существовавших разрывов или происходит образование нового разрыва. В соответствии с исходными для реконструкции данными (механизмами очагов землетрясений) эта стадия может быть названа динамической, связанной с быстрым движением по разрыву сплошности среды. Начальному моменту этой стадии отвечает нарушение условий предельного равновесия. Касательные напряжения вдоль поверхности уже существующего разрыва достигли предела сопротивления сухого трения или на ранее не нарушенном участке среды кулоновы напряжения достигли уровня предела внутренней прочности (3.29). Заметим, что выполнение условий (3.29) возможно также вследствие снижения уровня сжатия (σ_{nn}^*), нормального к разрыву, например, за счет повышения флюидного давления p_{f} или падения эффективного (среднего для данного масштабного уровня) внутреннего τ_{r} или поверхностного τ_{r} сцепления.

После начала движения бортов ранее существовавшего разрыва в среде илет быстрое (динамическое) перераспределение напряжений так, что каждой стадии относительного смещения бортов отвечает свое поле напряжений. При этом происходит падение касательных напряжений, действующих вдоль активизирующегося разрыва и их повышение во внешних частях концов разрыва [Осокина, Фридман, 1979]. Ди-

304

Использование данных о напряжениях для решения фундаментальных и прикладных задач

намической стадии процесса отвечает условие

$$\overline{\sigma}_{ns} \ge -k_k \Big(\overline{\sigma}_{nn} + \overline{p}_{fl}\Big). \tag{5.1}$$

Здесь $\overline{\sigma}_{ns}$ и $\overline{\sigma}_{nn}$ – отвечающие этой стадии процесса касательное напряжение, действующее в направлении смещения по разрыву, и нормальное напряжение на разрыве (обычно под этим напряжением понимают среднее вдоль разрыва напряжение), \overline{p}_n – флюидное давление, k_k – коэффициент кинематического трения.

Момент окончания динамической стадии определяется выполнением условия равенства правой и левой частей выражения (5.1). Поскольку нормальные напряжения, действующие на поверхности сдвигового разрыва, до и после его активизации не меняются [Костров, 1975; Осокина, Фридман, 1979]:

$$\overline{\sigma}_{nn} = \sigma_{nn}, \tag{5.2}$$

то, полагая также неизменность порового давления флюида

$$\overline{p}_{jl} = p_{jl}, \tag{5.3}$$

получим следующее выражение, определяющее условия окончания движения по разрыву

$$\overline{\sigma}_{ns} = -k_k (\sigma_{nn} + p_{fl}). \tag{5.4}$$

Согласно выражению (1.109), величина сбрасываемых напряжений определится как разность касательных напряжений, действовавших на поверхности разрыва до и после его активизации:

$$\Delta \tau_n = \sigma_{ns} - \overline{\sigma}_{ns} = \tau_s - (k_s - k_k) (\sigma_{nn} + p_{fl}) = \tau_s (k_s - k_k) \sigma_{nn}^*.$$
(5.5)

На круговой диаграмме Мора (рис. 5.1) кроме линий предела прочности для ненарушенных участков среды (первое выражение (3.28)) и минимального статического сопротивления сухого трения (статического трения) вдоль существующих разломов (второе выражение (3.28)) можно также построить линию кинематического сопротивления сухого трения (кинематического трения) [Ребецкий, 2003в]. Если направление смещения по разрыву *s* совпадает с вектором *t*, определяющим направление касательных напряжений σ_{nt} , действовавших на его поверхности до активизации ($\tau_n = \sigma_{nt} = \sigma_{ns}$), то на диаграмме Мора длины вертикальных отрезков, соединяющих точки, характеризующие напряженное состояние на разрыве до его активизации, с линией кинематического трения, определяют величину сбрасываемых на разрыве напряжений.

В реальных случаях достаточно часто наблюдается отклонение вектора *s* от вектора *t* ($\tau_n = \sigma_{nt} \neq \sigma_{ns}$), и тогда концы вертикальных отрезков, отвечающих сбрасываемым напряжениям, уже не лежат на линии сопротивления кинематического трения (рис. 5.2). Сбрасываемые напряжения тем больше, чем ближе на диаграмме Мора



Рис. 5.1. Графический способ оценки сбрасываемых напряжений на диаграмме Мора (для случая совпадения ориентации вектора подвижки с направлением касательных напряжений на плоскости подвижки)

Рис. 5.2. Графический способ оценки сбрасываемых напряжений на диаграмме Мора (для случая несовпадения ориентации вектора подвижки с направлением касательных напряжений на плоскости подвижки)

точка, определяющая состояние на разрыве, к точке с предельным значением сцепления на разрыве и чем меньше угол между вектором скольжения вдоль плоскости разрыва *s* и направлением действующих здесь касательных напряжений *t*.

В рамках метода катакластического анализа можно получить выражение для расчета сбрасываемых напряжений в очагах землетрясений из однородной выборки. Используя (5.5), выражения (3.39) для редуцированных напряжений и (3.42), определяющие относительные величины напряжений (второй этап реконструкции), а также (3.73) для поверхностного сцепления τ_s на разрыве, получим следующее соотношение для нахождения напряжений, сбрасываемых на *i*-м разрыве:

$$\Delta \tau_n^i = \tau_f \frac{k_s \left(\tilde{\sigma}_{ns}^i + k_k \tilde{\sigma}_{nn}^i\right) - k_k \left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K\right)}{k_s \left[\csc 2\alpha_s - \left(\tilde{\tau}_n^K + k_s \tilde{\sigma}_{nn}^K\right)\right]}.$$
(5.6)

Здесь значения редуцированных напряжений $\tilde{\sigma}_{ns}^{i}, \tilde{\tau}_{n}^{i}$ и $\tilde{\sigma}_{nn}^{i}$ определены после первого этапа реконструкции, а для разрыва с номером *K* сопротивление сухого трения минимальное ($\tau_{s}^{K}=0$). При совладении вектора подвижки с направлением касательных напряжений, действовавших на разрыве до его активизации, в (5.6) следует заменить $\tilde{\sigma}_{ns}^{i}$ на $\tilde{\tau}_{n}^{i}$. Если для исследуемого региона не удается оценить величину эффективного внутреннего сцепления τ_{f} (третий этап реконструкции), то из выражения (5.6) величина сбрасываемых напряжений определяется с точностью до неизвестного значения τ_{f} .

Выражение (5.6) показывает, что теоретический максимум величины сбрасываемых напряжений приходится не на точку, определяющую на круге Мора положение площадки скалывания с углом внутреннего трения (точка B_f на рис. 5.3), а на точку, соответствующую положению площадки скалывания с углом кинематического трения (точка B_k).

Теоретический анализ. Выполним теоретический анализ величин сбрасываемых напряжений исходя из предположения о совпадении направления вектора относительного смещения бортов разрыва *s* с направлением вектора *t* для касательных напряжений σ_{nt} , действующих в плоскости будущего разрыва ($\tau_n = \sigma_{nt} = \sigma_{ns}$). В частности, в рамках этого предположения легко обосновать сделанное выше заключение об ориентации плоскости разрыва, доставляющей максимум сбрасываемых напряжений. Используя (3.30), (3.31), (5.4) и (5.5), запишем выражение для сбрасываемых напряжений вдоль площадки скола, положение которой на диаграмме Мора (см. рис. 5.2) соответствует точкам дуги большого круга:

$$\Delta \tau_n = k_k \sigma_0^* + \tau (\sin 2\alpha + k_k \cos 2\alpha). \tag{5.7}$$

Здесь α — угол между нормалью к плоскости разрыва и осью алгебраически максимального напряжения, а σ_0^* — эффективное напряжение, которое определяет положение центра круга Мора на горизонтальной оси и характеризует нормальные напряжения за вычетом флюидного давления для плоскости действия максимальных касательных напряжений. В дальнейшем будут исследоваться зависимости динамических параметров очага (сбрасываемые напряжения, энергия землетрясений) как функции угла α , максимального касательного напряжения τ и эффективного напряжения σ_0^* .

Для напряженных состояний, соответствующих предельному (круг Мора касается линии предела прочности, рис. 5.3), величина $\Delta \tau_n$ определяется только двумя параметрами – σ_0^* и α , так как согласно первому выражению в (3.28) и (3.31)):





$$\tau = \left(\tau_f - k_f \sigma_0^*\right) \sin 2\alpha_f. \tag{5.8}$$

Данное выражение определяет линейную зависимость величины τ от σ_0^* . Отсюда также следует, что при неограниченном возрастании τ ($\tau \rightarrow \infty$) отношение $|\sigma_0^*/\tau| \rightarrow \sec 2\alpha_{\Gamma}$ Подставляя τ из (5.8) в (5.7) и находя экстремум полученного выражения как функцию от α , находим

$$\operatorname{ctg2}\alpha_{\Delta\tau} = \operatorname{ctg2}\alpha_k = k_k. \tag{5.9}$$

Для площадок активизирующихся разрывов, содержащих в своей плоскости ось промежуточного главного напряжения и отклоняющихся от оси алгебраически наибольшего напряжения на угол $\alpha_{\Delta \tau} = \alpha_k$ (см. рис. 5.3), величина сбрасываемых напряжений максимальна

$$\left(\Delta\tau_n\right)_{\max} = \left(\Delta\tau_n\right)_{\alpha = \alpha_k} = k_k \sigma_0^* + \frac{\sin 2\alpha_f}{\sin 2\alpha_k} \left(\tau_f - k_f \sigma_0^*\right).$$
(5.10)

Напомним, что угол α_f связан с углом внутреннего трения соотношением $2\alpha_f + \varphi_f = 90^\circ$. На основании выражения (5.10) на параметрической области σ_o^*/τ и α построены изолинии сбрасываемых на разрыве напряжений, отнесенных к величине $\tau_f (\Delta \tau_n / \tau_f)$ для двух наборов параметров: $k_f = 0.5$, $k_k = 0.4$ и $k_f = k_k = 0.5$ (рис. 5.4). Пунктирная линия на рис. 5.4, а совпадает с направлением минимального градиента функции $\Delta \tau_n / \tau_f$ и соответствует постоянному значению угла $\alpha_{\Lambda \tau}$.

Минимальное значение σ_0^* при расчете графиков рис. 5.4 определялось из условия отсутствия растяжения, нормального к плоскостям разрывов ($\sigma_1 + p_{fl} \leq 0$), что предопределяет согласно (3.28), (3.30) и (3.31) значение

$$\min\left|\sigma_{o}^{*}\right| = \tau_{f} \operatorname{ctg} \alpha_{f}. \tag{5.11}$$

Для $k_{f} = 0.5 \min |\sigma_{0}^{*}| = 1.63 \tau_{f}$

Величины снимаемых напряжений зависят от значений коэффициентов внутреннего трения k_f и поверхностного кинематического трения k_k , а также от интенсивности напряженного состояния, определяемой параметром $|\sigma_0^*/\tau_f|$. Положение на параметрической области $|\sigma_0^*/\tau_f|$ и α границы области изменения $\Delta \tau_n$ (утолщенная линия на рис. 5.4), определяемой на основании условия минимального сопротивления сухого трения (второе выражение в (3.28)), зависит от значсния коэффициента поверхностного статического трения k_s . Графиками рис. 5.4 определяется зависимость максимальных значений сбрасываемых напряжений ($\Delta \tau_n$)_{тах} от $|\sigma_0/\tau_f|$. Эта зависимость тем больше, чем больше отношение k_f/k_k .

Эффективность снятия напряжений в очаге землетрясения можно характеризовать с помощью коэффициента

$$\eta_{\tau} = \frac{\Delta \tau_n}{\tau_n}.$$
(5.12)



Рис. 5.4. Изолинии относительных величин сбрасываемых напряжений ($\Delta \tau_n / \tau_r$) на параметрической области $|\sigma_0^*| / \tau_r \alpha$ для значений: $k_f = 0.5$, $k_k = 0.4$ (*a*) и $k_f = k_k = 0.5$ (*б*)

Этот коэффициент отражает эффективность снижения уровня касательных напряжений на плоскости активизировавшегося разрыва. Исследуем эффективность снижения касательных напряжений, используя так же, как это было сделано выше, только разрывы, вектора напряжений которых доставляют на диаграмму Мора точки, лежащие на большом круге. Подставляя в (5.12) выражения из (5.7), (5.8) и (3.31), получим

$$\eta_{\tau} = 1 + k_k \left(\cos 2\alpha + \frac{\sigma_o^+ / \tau_f}{\sin 2\alpha_f (1 - k_f \sigma_o^* / \tau_f)} \right) \operatorname{cosec} 2\alpha.$$
(5.13)

На рис. 5.5 показаны изолинии изменения η_τ на параметрической области |σ^{*}₀/τ_// и α. Согласно результатам расчета, положение плоскостей разрывов, соответствую-



Рис. 5.5. Изолинии значений коэффициента η_{τ} на параметрической области $|\sigma_{o}^{*}|/\tau_{f}$, а для значений $k_{f} = 0.5$, $k_{k} = 0.4$ (*a*) и $k_{f} = k_{k} = 0.5$ (*б*)

щих максимальному значению η_{τ} , изменяется при увеличении интенсивности напряженного состояния (пунктирные линии на рис. 5.5), приближаясь к некоторому предельному значению.

При малой интенсивности напряженного состояния ($|\sigma_{o}^{*}| \rightarrow \min|\sigma_{o}^{*}|$, выражение (5.11)) наибольшие значения η_{τ} достигаются для плоскостей разрывов, близких по ориентации к плоскостям действия алгебраически максимальных напряжений σ_{1} ($\alpha_{\eta_{\tau}} \equiv 0$). При высокой интенсивности напряженного состояния ($|\sigma_{o}^{*}| \rightarrow \infty$) наибольшая эффективность разгрузки осуществляется на плоскостях, соответствующих углу внутренней прочности горных пород ($\alpha_{\eta_{\tau}} \equiv \alpha_{f}$). Углы $\alpha_{\eta_{\tau}}$, определяющие положение плоскостей сколов (точки на большом круге Мора) наибольшей эффективности сброса напряжений, рассчитываются путем нахождения экстремума выражения (5.13):

Рис. 5.6. Зависимость η_{τ} от интенсивности напряженного состояния при $k_f = 0.5$, $k_k = 0.4$ для положения плоскости разрыва, определяемой углом $\alpha = \alpha_{\Delta \tau} - (\eta_{\tau})_{max}$ (сплошная линия), а также для разрывов, совпадающих с плоскостями внутреннего трения $\alpha = \alpha_t$ (пунктир)



$$\cos 2\alpha_{\eta_r} = \cos 2\alpha_f \left(1 - \frac{\tau_f}{\sigma_o^* k_f} \right). \tag{5.14}$$

Отметим два характерных значения $\alpha_{\eta_{\tau}}$ для $|\sigma_{o}^{*}| \rightarrow \infty u |\sigma_{o}^{*}| \rightarrow \min|\sigma_{o}^{*}|$ (при $\sigma_{o}^{*} < 0$). В первом случае $\alpha_{\eta_{\tau}} \rightarrow \alpha_{f}$, а во втором – $\alpha_{\eta_{\tau}} \rightarrow 0.5$ arccos(sec $2\alpha_{f}$). Второй случай отвечает напряженному состоянию, для которого большой круг Мора касается линии предела внутренней прочности в точке пересечения этой линией оси ординат. Для этого состояния на площадках внутреннего скола нормальные напряжения нулевые.

График изменения максимальных значений коэффициента эффективности снятия напряжений (η_{τ})_{max} = $\eta_{\tau}(\alpha_{\eta_{\tau}})$ в зависимости от $|\sigma_{0}^{*}/\tau_{J}|$ (рис. 5.6) был построен при использовании выражений (5.13) и (5.14). Для сопоставления на рис. 5.6 приведены также значения η_{τ} , рассчитанные для плоскостей разрывов, совпадающих с плоскостью внутреннего трения массивов горных пород (пунктирная линия). На рисунке видно, что при высокой интенсивности напряженного состояния положение площадок максимальной эффективности сбрасываемых напряжений стремится к плоскости внутреннего скола массивов горных пород. На основании (5.6) и (5.12) можно получить предельное значение коэффициента η_{τ} , отвечающее максимальной эффективности сброса напряжений при $|\sigma_{0}^{*}/\tau_{d} \rightarrow \infty$:

$$\eta_{\tau}^{\infty} = 1 - k_k / k_j.$$
 (5.15)

Чем ближе значения коэффициентов поверхностного кинематического и внутреннего трения, тем менее эффективным при высокой интенсивности напряженного состояния становится сброс напряжений в процессе хрупкого разрушения массивов горных пород.

Расчет сбрасываемых напряжений по натурным данным. Алгоритм расчета сбрасываемых напряжений в очагах реально произошедших землетрясений, основанный на выражении (5.6), был апробирован на данных, полученных в результате реконструкции тектонических напряжений для земной коры (глубины 0–20 км) Южных Курил и Японии (см. главу 4). Поскольку в результате расчетов для этого района было получено значение коэффициента статического трения $k_s = 0.5$, коэффициент кинематического трения при расчетах принимался несколько меньшим, равным 0.4 ($k_k = 0.4$). Результаты расчетов, выполненных на основе выражения (5.6), приве-



Рис. 5.7. Относительные значения сбрасываемых напряжений $\Delta \tau_n/\tau_f$ в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии при различной интенсивности девиаторных напряжений (τ/τ_f): значения коэффициента $\eta_t^i(a)$; относительной величины поверхностного сцепления $\tau_s^i/\tau_f(\delta)$; магнитуды землетрясения $M'_b(s)$; коэффициента Лоде-Надаи $\mu_a^i(z)$

дены на рис. 5.7 в виде зависимости величины сбрасываемых напряжений от модуля максимальных касательных напряжений.

Характерным является общее увеличение величины сбрасываемых напряжений по мере роста τ , однако ширина возможного разброса всего лишь в 3 раза меньше максимальных значений. Относительные значения величины сбрасываемых напряжений меняются от 0.03 до 2.5 (при среднем значении 1.2). Если принять $\tau_f = 0.1$ кбар, то интервал изменений сбрасываемых напряжений определится как 3 бар $\leq \Delta \tau_a \leq 250$ бар.

На рис. 5.7 символами показаны диапазоны изменений различных параметров. Видно, что величины сбрасываемых напряжений уменьшаются с повышением эффективности сброса напряжений, определяемой параметром η, и увеличивается с





Рис. 5.8. Значения коэффициента η_{τ} в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии при различной интенсивности девиаторных напряжений (τ/τ_j) и сбрасываемых напряжений ($\Delta \tau_n^i/\tau_j$): относительная величина поверхностного сцепления $\tau_s^i/\tau_j(a)$; магнитуды землетрясения $M_b^i(\delta)$; относительных напряжений $\tau^i/\tau_c(a)$



ростом значений поверхностного сцепления τ_s . В то же время (рис. 5.7, θ , ϵ) $\Delta \tau_n$ не зависит ни от магнитуды события, ни от вида тензора напряжений.

На рис. 5.8, *a*, *б* показана зависимость коэффициента η_{τ} (эффективности сброса напряжений), определяемого выражением (5.12) от относительной величины максимальных касательных напряжений, а на рис. 5.8, *в* от относительной величины сбрасываемых напряжений. Из приведенных данных следует, что эффективность разгрузки в очагах землетрясения уменьшается по мере увеличения интенсивности напряженного состояния и стремится к пределу 0.2–0.25, что хорошо соответствует выполненному выше теоретическому анализу (см. рис. 5.6). Эффективность разгрузки максимальна для разрывов в очаге, близких по ориентации к плоскостям скалывания горных пород, и не зависит от магнитуды землетрясения. Максимальные значения η_{τ} не превышают 0.8 при значениях величин сбрасываемых напряжений близких к величине внутреннего сцепления горных пород ($\Delta \tau_n^i / \tau_f \approx 1$), что соответствует состоянию, когда $|\sigma_n^*/\tau_h \rightarrow 1$ (см. выражение (5.14)).

Представленные в этом разделе результаты анализа показали, что магнитуда землетрясения не влияет на значение сбрасываемых в очаге напряжений, что подтверждает результаты, полученные ранее Х. Канамори и Д. Андерсеном на основе анализа распространения сейсмических волн [Kanamori, Anderson, 1975]. Наибольшее влияние, помимо интенсивности девиатора напряжений, оказывает величина поверхностного сцепления, или положение соответствующей точки на диаграмме Мора.

5.1.2. Энергия, снимаемая в области очага землетрясений

Теоретический анализ. Результаты реконструкции параметров напряженного состояния по реальным сейсмологическим данным о механизмах очагов землетрясений показали, что на диаграммах Мора точки, характеризующие вектор напряжения на плоскостях очагов землетрясений из однородной выборки, концентрируются, как правило, немного правее от точки касания линии предела прочности горных пород (точка B_f на рис. 5.3). На рис. 5.9 приведены диаграммы Мора для трех квазиоднородных макрообъемов, полученные по результатам реконструкции напряженного состояния для земной коры северо-западной части Тихоокеанской сейсмоактивной области. Для первых двух диаграмм (см. рис. 5.9, *a*, *б*) можно наблюдать смещение облака точек в сторону положения площадок максимальных касательных напряжений. В третьем случае (рис. 5.9, *в*) облако точек выглядит более рассеянным, с центром симметрии вблизи точки, соответствующей пределу прочности.

Выше было показано, что точка B_k , которая на диаграмме Мора расположена правее точки B_j , отвечает положению плоскостей разрывов, соответствующих максимальной величине сбрасываемых напряжений. Вероятно, наблюдаемую по натурным данным концентрацию точек на диаграмме Мора можно рассматривать как показатель выгодности реализации, с энергетической точки зрения, уже существующих, но частично залеченных разломов. Выполним теоретический анализ и определим положение плоскостей разрывов, позволяющих осуществить наибольшую энергетическую разрядку в окрестности очага землетрясений. Используем выражения (1.112) и (1.119), заменяя σ_{ns} на τ_n (совпадение направления подвижки вдоль раз-



Рис. 5.9. Диаграммы Мора, полученные по результатам реконструкции напряженного состояния для квазиоднородных макрообъемов земной трех коры северо-запалной части Тихоокеанской сейсмоактивной области. Пояснения см. в тексте

рыва с направлением касательных напряжений, действовавших до ее возникновения) для определения энергии, высвобождающейся в результате землетрясения энергии

$$\Delta E_e = -\left(\tau_n - \frac{1}{2}\Delta\tau_n\right) \frac{\Delta\tau_n}{\chi G_e} \Omega_q L_q.$$
(5.16)

Так же, как это было сделано выше, для сбрасываемых напряжений оценку величины ΔE_e будем выполнять для плоскостей разрывов, напряженное состояние которых соответствует точкам на большом круге Мора. Используя выражения (3.31), (5.7) и (5.8), получим

$$\Delta E_e = -\frac{\tau^2 \Omega_q L_q}{2\chi G_e} \left[\sin^2 2\alpha - k_k^2 \left(\cos 2\alpha + k_k \frac{\sigma_o^*}{\tau} \right)^2 \right].$$
(5.17)

На рис. 5.10 показаны изолинии величины $2G_e \chi |\Delta E_e| / (\tau^2 \Omega_q L_q)$ на нараметрической плоскости $|\sigma_c^* / \tau_f|$ и α , полученные для разных значений определяющих параметров в выражении (5.17).

Найдем значения α_e , отвечающие максимуму функции $|\Delta E_e|$ при фиксированном значении других параметров (определяется положение площадки, доставляющей максимум высвобождающейся энергии для фиксированного напряженного состояния). Дифференцируя (5.17) по α и используя (5.8), получим

$$\cos 2\alpha_e = \frac{k_k \left(-\sigma_o^*\right) \cos^2 2\alpha_k}{\left(\tau_f - k_f \sigma_o^*\right) \sin 2\alpha_f}.$$
(5.18)



Рис. 5.10. Изолинии величины $2G_e \chi |\Delta E_e| / (\tau^2 \Omega_q L_q)$ для параметров $k_f = 0.5, k_k = 0.4$ Пунктир – линии минимального градиента



Рис. 5.11. Графики угловой разности $\Delta \alpha_{ek}$ для значения $k_f = 0.5$

Активизация трещин и разрывов, ранее существовавших в массивах горных пород, с углами α_e , определяемыми из (5.18), является наиболее выгодной, так как приводит к максимальному снижению внутренней энергии, накопленной в упругих деформациях. Для минимальных значений $|\sigma_0^*|$ (выражение (5.11)) максимум соотношения $2G_e \chi |\Delta E_e|/(\tau^2 \Omega_q L_q)$ должен наблюдаться при $\cos 2\alpha_e = k_k \cos^2 2\alpha_k/(2\cos 2\alpha_f)$, а для $|\sigma_0^*| \to \infty$ при $\cos 2\alpha_e = k_k \cos^2 2\alpha_k/(\cos 2\alpha_f)$. Отметим, что для всего диапазона изменений $|\sigma_0^*|$ угол $\alpha_e \ge \alpha_{\Lambda\tau} = \alpha_k$, т.е. площадки разрывов максимальной эффективности энергетической разгрузки на большом круге Мора лежат правее точки B_k на рис. 5.3.

На рис. 5.11 представлены изолинии угловой разности между положением плоскостей, отвечающих максимуму энергии, высвобождающейся в очаге землетрясения, и максимальному сбросу напряжений, $\Delta \alpha_{ek} = \alpha_e - \alpha_k$ (выражения (5.9) и (5.18)) для различных значений $\Delta k_{fk} = k_f - k_k$ и $[\sigma_0^*/\tau_f]$ при значении α_f , равном 31.7° ($k_f = 0.5$). Величина $\Delta \alpha_{ek}$ увеличивается при увеличении Δk_{fk} , однако не превышает 8° при $k_f - k_k = 0.5$.

Выражение (5.18) можно использовать для оценки коэффициента кинематического трения, если предположить, что на статистическом множестве ориентация плоскостей разрывов в очагах землетрясений должна тяготеть к ориентации плоскости максимальной эффективности энергетической разрядки. Для этого перепишем выражение (5.18) в виде:

$$k_k \cong \sqrt[3]{\left(k_f - \tau_f / \sigma_0^*\right) \sin 2\alpha_f \cos 2\alpha_e} \quad при k_k < 0.5.$$
(5.19)

На рис. 5.12 представлены результаты расчета коэффициента k_k при $k_f = 0.5$, из которых следует, что устойчивое определение коэффициента k_k возможно при значениях $|\sigma_0^*| > 2\tau_f$ При $|\sigma_0^*| < 2\tau_f$ и углах α_e , близких к углам внутреннего скола ($\alpha_f = 31.7^\circ$), определение коэффициента k_k может осуществляться с большими ошибками ($0.5 < k_k < 1$).

Исследуем теперь зависимость коэффициента эффективности снятия энергии упругих деформаций η_e , определяемого выражением (1.125), от положения плоско**Рис. 5.12.** Изолинии значений коэффициснта поверхностного кинематического трения $k_k = \operatorname{ctg2}\alpha_k$ как функции $|\sigma_0^*/\tau_k|$ и угла, α_e отвечающего наиболее выгодному с энергетической точки зрения положению площадок скола при $k_f = 0.5$



сти разрыва и интенсивности напряженного состояния. Используя выражения (3.31), (5.7) и (5.8), перепишем (1.125) в следующем виде:

$$\eta_e = \frac{1}{2\chi \left(1 + \mu_{\sigma}^2 / 3\right)} \left[\sin^2 2\alpha - k_k^2 \left(\cos 2\alpha + k_k \frac{\sigma_o^*}{\tau} \right)^2 \right].$$
(5.20)

Поскольку выражения в квадратных скобках для (5.17) и (5.20) подобны, то изолинии на рис. 5.10 можно рассматривать как изолинии параметра $2\chi(1 + \mu_{\sigma}^2/3)\eta_e$. Таким образом, согласно данным рис. 5.10, эффективность разрядки от землетрясения с увеличением интенсивности напряженного состояния падает. Полагая в выражении (5.20) $\alpha = \alpha_e$ (см. выражение (5.18)), можно получить формулу для η_e с ориентацией разрывов в очаге землетрясений, способствующей достижению наибольшей эффективности уменьшения энергии упругих деформаций

$$(\eta_e)_{\max} = \frac{1}{2\chi \left(1 + \mu_\sigma^2 / 3\right)} \left[1 - \left(\frac{\sigma_o^* / \tau_f}{1 - k_f \sigma_o^* / \tau_f}\right)^2 \left(\frac{\cos 2\alpha_k}{\sin 2\alpha_f} k_k\right)^2 \right].$$
(5.21)

На рис. 5.13 для значений коэффициентов $k_f = 0.5$ и $k_k = 0.4$ представлен график изменения $2\chi(1 + \mu_{\sigma}^2/3)(\eta_e)_{max}$ как функция интенсивности напряженного состояния ($|\sigma_{\sigma}^*/\tau_t|$). Здесь же для сопоставления приведен график $2\chi(1 + \mu_{\sigma}^2/3)(\eta_e)_{max}$ для раз-

Рис. 5.13. Зависимость $2\chi(1 + \mu_{\sigma}^2/3)(\eta_e)_{max}$ от интенсивности напряженного состояния при $k_f = 0.5, k_k = 0.4$, для положения плоскости разрыва, определяемого углом $\alpha = \alpha_e - 2\chi(1 + \mu_{\sigma}^2/3)(\eta_e)_{max}$ (сплошная линия), а также для разрывов, совпадающих с плоскостью внутреннего трения $\alpha = \alpha_f$ (пунктир)



317

рывов, совпадающих с плоскостью внутреннего трения (пунктирная линия). Как следует из данных, представленных на рис. 5.13, эффективность энергетической разгрузки для состояний чистого сдвига и одноосного сжатия или растяжения ($|\mu_{\sigma}| = 1$) при максимальной интенсивности напряженного состояния ($|\sigma_{\sigma}| \to \infty$) составляет соответственно не более 10% и не более 7%.

Оценка эффективности снятия энергии по натурным данным. Выражение (1.125) позволяет осуществлять расчет эффективности снятия энергии, накопленной в упругих деформациях в окрестности очага землетрясения, по результатам первых лвух этапов реконструкции. В отличие от теоретического расчета, приведенного выше, где предполагалось совпадение направления скольжения в очаге с направлением касательных напряжений, в расчетах по натурным данным в выражении для η_e используется значение касательных напряжений σ_{ns} , действовавших до землетрясения на плоскости разрыва в направлении будущей подвижки.

Для апробации алгоритма расчета, так же, как это делалось выше при расчете напряжений, снимаемых в очагах землетрясений, будем использовать результаты реконструкции тектонических напряжений для земной коры Южных Курил и Японии (глубины 0–20 км). Результаты расчетов, выполненных на основе выражения (1.125), представлены на рис. 5.14. На графиках показана зависимость эффективности снятия энергии в результате землетрясений от величин максимальных касательных напряжений. Введенные символьные обозначения для разных значений поверхностного сцепления, определяющего положение точки для данной плоскости в очаге на диаграмме Мора (см. рис. 5.14, *a*), и магнитуд землетрясений (см. рис. 5.14, *b*) показывают, что η_e не зависит от энергетического класса землетрясения и увеличивается по мере приближения поверхностного сцепления к значению внутреннего сцепления горных пород. К последнему наблюдению следует добавить, что



Рис. 5.14. Значения коэффициента η_e в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии при различной интенсивности девиаторных напряжений (τ/τ_f): относительная величина поверхностного сцепления τ_s^i/τ_f (a); магнитуды землетрясения M'_b (b)

318



Рис. 5.15. Значения коэффициента η_e в очагах землетрясений (*i* = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии при различных значения сбрасываемых напряжений ($\Delta \tau_n / \tau_f$): относительная величина поверхностного сцепления τ'_{i}/τ_f (*a*); коэффициент η'_{τ} (*б*)

максимально возможные значения η_е достигаются при низком уровне интенсивности напряженного состояния для плоскостей разрывов, несколько отличающихся по ориентации от площадок скалывания горных пород.

Из приведенных результатов расчетов следует, что с повышением величины молуля максимальных касательных напряжений эффективность энергетической разрядки резко понижается. Облако точек вытягивается и сужается, асимптотически стягиваясь к значениям 0.1–0.15. Характерным является раскрытие облака точек в виде "конского хвоста" при малой интенсивности исходного поля напряжений. При этом верхняя ветвь облака устремляется к 1, в то время как нижняя к 0.1. Верхняя ветвь облака точек связана с разрывами, напряженные состояния которых близки к пределу эффективной прочности горных пород данного масштабного уровня. Нижняя ветвь обусловлена существующими разрывами, вдоль которых преодолено сопротивление сухого трения с нулевым сцеплением (см. рис. 5.14, *б*). Представленные данные показывают отсутствие зависимости эффективности разрядки от магнитуды события. Фактически как сильные, так и слабые события распределены по всей области возможных изменений η_e .

На рис. 5.15 представлена зависимость η_e от величины сбрасываемых напряжений. Видно, что максимум η_e достигается при значении $\Delta \tau_n^i / \tau_f \approx 1$.

5.1.3. Энергия сейсмического излучения

Теоретический анализ. Выполним теперь анализ энергии, рассеиваемой в упругих сейсмических волнах. Для этого в (1.117) подставим кажущееся напряжение $\tau_a = 0.5\Delta \tau_n$ и выражение для среднего смещения \overline{U}_q через сбрасываемые напряжения (1.112). Произвеля необходимые преобразования, получим:

$$\Delta E_q = \Delta \tau_n^2 \frac{L_q \Omega_q}{2\chi G_e}.$$
(5.22)

В соответствии с (5.22) представленные на рис. 5.4 изолинии сбрасываемых напряжений $\Delta \tau_n$ в пространстве тех же параметров отражают также и характер измене-

ния величины $\sqrt{\frac{2\chi G_e}{L_q \Omega_q}} \Delta E_q$. В силу последнего обстоятельства ряд выводов

сделанных выше в отношении характера сбрасываемых напряжений, приложим и для анализа величины ΔE_q . В частности, выражения (5.9) и (5.10) определяют, что максимальные значения энергии сейсмических волн землетрясения достигаются для плоскостей разрывов в очаге, с углами, близкими к углу поверхностного кинематического трения ($\alpha_q = \alpha_k$). Таким образом, механизмы очагов землетрясений, приводящие к наиболее эффективному понижению уровня энергии упругих деформаций (выражение (5.17)), отличаются от механизмов очагов землетрясений, сопровождающихся высоким уровнем сейсмического воздействия (см. рис. 5.11).

Используя выражения (3.31) и (1.122), перепишем выражение для коэффициента эффективности сейсмического излучения, приведенное в главе 1, в следующем виде:

$$\eta_q = \frac{\sin 2\alpha + k_k \cos 2\alpha + k_k \frac{\sigma_0^*}{\tau}}{\sin 2\alpha - k_k \cos 2\alpha - k_k \frac{\sigma_0^*}{\tau}}.$$
(5.23)

На рис. 5.16 на параметрической плоскости $|\sigma_0^*/\tau_j|$ и α показаны изолинии коэффициента η_a (для определения τ использовалось выражение (5.8)). Максимум η_a для



Рис. 5.16. Изолинии величины η_q для параметров $k_f = 0.5$, $k_k = 0.4$ Пунктир – линии минимального градиента

Рис. 5.17. Зависимость $(\eta_q)_{max}$ значений $(\eta_q)_{max}$ от интенсивности напряженного состояния при $k_f = 0.5$, $k_k = 0.4$ для положения плоскости разрыва, определяемого углом $\alpha = \alpha_q$ (сплошная линия), а также для разрывов, совпадающих с плоскостью внутреннего трения $\alpha = \alpha_q$ (пунктир)



каждого напряженного состояния $|\sigma'_{q}/\tau_{j}| = \text{const}$ достигается при определенном положении плоскости разрыва (угол $\alpha = \alpha_{q}$). Из условия экстремума выражения (5.23), используя (5.8), определим углы, характеризующие максимальные значения коэффициента (η_{q})_{тах} для каждого напряженного состояния:

$$\cos 2\alpha_q = -\frac{\tau_f - k_f \sigma_o^*}{\sigma_o^*} \sin 2\alpha_f.$$
(5.24)

На рис. 5.17 показана зависимость максимальных значений коэффициента $(\eta_q)_{max}$ от интенсивности напряженного состояния. Для сопоставления приведен график изменения η_q для разрывов, положение которых совпадает с плоскостью внутреннего трения (пунктирная линия).

Из выражения (5.24) следует, что при $\sigma_{o}^{*} \rightarrow \infty$ предельные значения α_{q} стремятся к величине, отвечающей углу скалывания массивов горных пород ($\alpha_{a} = \alpha_{d}$). Подста-



Рис. 5.18. Зависимость предельных значений $(\eta_q)_{max}^{\infty}$ от интенсивности напряженного состояния при $k_f = 0.6$ (*a*) и $k_f = 0.5$ (*б*) для трех значений коэффициента кинематического трения $k_k = k_f - 0.10$ (*I*), $k_k = k_f - 0.05$ (*2*) и $k_k = k_f$ (*3*). Значками нанесены данные Х. Канамори и Д. Андерсона: звездочка $-\tau_f = 0.10$ кбар, треугольник $-\tau_f = 0.05$ кбар. Пояснения см. в тексте

вляя (5.24) в (5.23) и переходя к пределу при $|\sigma_{o}^{*}| \rightarrow \infty$, получим выражение для оценки значений $(\eta_{a})_{max}$ при максимальной интенсивности напряженного состояния:

$$\eta_q \Big|_{\max}^{\infty} = \frac{k_f - k_k}{k_f + k_k}.$$
(5.25)

В работе [Kanamori, Anderson, 1975] предложен подход к оценке величины η_q , который базируется на результатах исследований зависимости η_q в форме выражения (1.122) по данным о величинах напряжений, действующих в земной коре, полученных эмпирическим путем. Было установлено, что $\eta_q = 1.0, 0.43, 0.11, 0.026$ при $\tau_n = 60, 100, 300, 1200$ бар.

^{*п*} На рис. 5.18 построены зависимости величины $(\eta_q)_{max}$ от интенсивности напряженного состояния для значений коэффициента k_f равным 0.5 и 0.6 и трех значений коэффициента поверхностного кинематического трения $k_k \leq k_f$. Здесь же нанесены данные Х.Канамори и Д.Андерсона, пересчитанные при соответствующих значениях коэффициента внутреннего трения k_f и значениях эффективного внутреннего сцепления τ_f , равного 0.05 и 0.1 кбар. На рис. 5.18 видно, что наибольшая близость значений (η_q)_{max}, получаемых из выражения (5.25), к результатами Канамори и Андерсона достигается для случая, когда значения коэффициентов внутреннего и поверхностного кинематического трения близки друг к другу, а внутреннее сцепление $\tau_f \leq 0.1$ кбар.

Оценка эффективности сейсмического излучения по натурным данным. На основе выражения (1.122) и данных, полученных при реконструкции тектонических напряжений для земной коры Южных Курил и Японии, выполнены оценки эффективности сейсмического рассеяния энергии, выделяющейся в результате землетрясения (рис. 5.19).

Анализ результатов реконструкции для земной коры северо-западной части Тихоокеанской сейсмоактивной области показал, что коэффициент эффективности сейсмического рассеяния землетрясения η_q меняется от 0 до 0.14, его значение не связано с величиной его магнитуды (см. рис. 5.19, *в*) и слабо зависит от параметров тензора напряжений. Заметим, что первый из выводов противоречит результатам работы [Bath, Duda, 1964], в которой на основе предположения о пропорциональности величины η_{τ} и объема очага ее авторы пришли к выводу, что эффективность сейсмического рассеяния уменьшается с увеличением магнитуды землетрясения.

Установлено, что максимальные значения η_q зависят от девиаторных напряжений, причем с ростом модуля максимальных касательных напряжений значения $(\eta_q)_{max}$ сначала быстро (см. рис. 5.19, *a*), а затем несколько замедляясь, устремляются к предельному значению 5–7%, что хорошо соответствует теоретически рассчитанному значению из выражения (5.25) при $k_f = 0.5$ и $k_f = 0.45$. Такой характер зависимости близок к полученному в работе [Kanamory, Anderson, 1975]. Значения η_q сильно зависят от положения точки землетрясения на диаграмме Мора, определяемого величиной эффективного поверхностного сцепления (рис. 5.19, *б*). Из представленных на рис. 5.19 результатов четко прослеживается нарастание значений (η_q)_{max} по мере увеличения величины сбрасываемых напряжений от нуля до значения порядка эффективного внутреннего сцепления. Как следует из данного рис. 5.19, *г* наиболее интенсивно сейсмическое рассеяние проявляется для землетря-



Рис. 5.19. Значения коэффициента η_q в очагах землетрясений (*i*=1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии при различной интенсивности сбрасываемых напряжений ($\Delta \tau_n/\tau_f$): значения относительных максимальных касательных напряжений τ^i/τ_f (*a*); относительной величины поверхностного сцепления τ_s^i/τ_f (*b*); магнитуды землетрясения $M_b^i(\theta)$; коэффициента $\eta_f^i(z)$

сений с высоким уровнем эффективности снимаемых напряжений, т.е. для областей с низким уровнем интенсивности напряженного состояния и разрывов в очаге с близкой к ориентации плоскости скалывания горных пород.

5.2. СЕЙСМОРАЙОНИРОВАНИЕ ПО ДАННЫМ О НАПРЯЖЕНИЯХ

Данные о величинах напряжений позволяют выполнять анализ существующих и только формирующихся разломных систем на предмет их потенциаль-
ной сейсмической опасности. Обычно подобные оценки делают на основе анализа данных об уже произошедших событиях [Шебалин, 1997; Уломов, 1997; Grachev, 1987]. В этом случае прогноз сейсмического поведения геосреды (оценка величины максимально возможных магнитуд землетрясений или карты баллов, характеризующих интенсивность сотрясаемости территорий) фактически делается из предположения о стационарности состояния в прошлом, настоящем и в ближайшем (50–100 лет) будущем. Однако эпицентральным очаговым областям целого ряда землетрясений, произошедшим в конце прошлого столетия (таким, как Спитакское 1988 г.), Нефтегорское, 1994 г., на картах сейсмического районирования отвечали участки меньшей балльности, чем дали результаты оценки сейсмических последствий этих землетрясений.

Подобные катастрофические землетрясения явились поводом для переопределения карт сотрясаемости территории России. В 1997 г. под редакцией В.И. Уломова [1987] вышла новая карта сейсмического районирования. Это уже третья редакция подобных карт. В каждом случае авторы вносили уточнения, базировавшиеся на данных о выявленных палеоземлетрясениях, неизвестных авторам предыдущих редакций, или о произошедших новых землетрясениях. Так, в частности, исследования, выполненные в рамках эпицентральных наблюдений в очаговой области Нефтегорского землетрясения, позволили связать очаг землетрясения с Верхне-Пильтунским разломом, сейсмичность которого была значительно ниже Сахалино-Хоккайдского и Средне-Сахалинского разломов [Арефьев, 2003].

Следует отметить, что в работе [Грачев и др., 1996] развиваются методы оценки сейсмической опасности на основе анализа деформированного состояния земной коры платформенных областей. При этом оценка деформаций осуществляется приближением литосферы к упругой тонкой пластине, вдоль подошвы которой отсутствуют касательные напряжения [Мухамедиев, 1992], и при отсутствии учета влияния со стороны горизонтальных сил, обусловленных процессами большего масштаба [Грачев и др., 1996]. Речь, фактически, идет об изгибных деформациях неоднородной по упругим модулям пластины, обусловленных действием вертикальных сил со стороны подстилающей мантии.

Подобный подход в приложении к континентальной литосфере вызывает критические возражения, связанные с тем, что континентальная кора, разбитая на множество разломов, не способна выдержать большие изгибные деформации. Ее рельеф, формирующийся за счет вертикальных блоковых движений по разломам, усредняя, можно представить как результат действия изгибных деформаций, но на самом деле он не является проявлением подобных деформаций. Рельеф в доминирующей части определяется разрывными деформациями, что легко увидеть из материалов геологических съемок.

Высокая корреляция (коэффициент корреляции равен 0.87) величин горизонтальных сокращений вдоль ряда профилей Памиро-Тяньшаньской области, полученная на основе анализа складчатых и разрывных структур поверхностей выравнивания и изменения мощности земной коры за счет горизонтального сплющивания [Яковлев, Юнга, 2001], показывает, что изгибные деформации малы даже для участков постплатформенного орогена, характеризующегося большим градиентом рельефа (в трактовке [Грачев и др., 1996] это область больших изгибных деформаций). Помимо этого подобные упругие изгибные деформации литосферных плит должны сопровождаться гравитационными аномалиями [Артемьев, Кабан, 1987]. Такие аномалии наблюдаются в области поддвига океанической литосферной плиты под континентальную, где подход к оценке деформаций, развиваемый в работе [Мухамедиев, 1992], выглядит более приемлемым [Коган, 1987].

5.2.1. Оценка сейсмического риска существующих разломных систем

Общая идеология подхода. Возможность количественной оценки сейсмической опасности существующих разломов предполагает наличие данных не только о параметрах напряженного состояния, но и об азимутах простирания разломов на поверхности и углах погружения разломов на глубине. При этом необходимо последовательно выполнить несколько процедур. Прежде всего следует рассчитать величины касательных и нормальных напряжений на наклонных площадках, совпадающих с ориентацией плоскости различных участков исследуемого разрыва. Далее на диаграмме Мора необходимо оценить потенциальную предрасположенность данного участка разрыва к активизации. Затем на основе этих данных и дополнительных гипотсз для каждого участка должны определяться геометрические параметры очага и в соответствии с представленными в предыдущем разделе выражениями производиться оценка величины энергии, излучаемой из очага в сейсмических волнах.

В качестве примера использования этих групп данных для оценки сейсмического риска приведем расчеты, выполненные для участка вдоль одного из сейсмических профилей, секущих систему разломов региона Сан-Фернандо (Северная Калифорния). Поскольку данные о напряжениях были получены на основе анализа афтершоковой последовательности Нордриджского землетрясения 1994 г. (каталог Е. Хаукссона, Геологическая служба США, см. главу 4), то это обстоятельство не позволяет рассматривать полученные результаты как оценку сейсмического риска исследуемых разломных систем на долговременный период.

Анализ участков разломов на диаграмме Мора. В регионе Сан-Фернандо начиная с 1996 г. ведутся работы по проекту LARSE-I и LARSE-II. Здесь методами отраженных волн выполнено детальное исследование глубинных структурных неоднородностей [Fuis et al., 2003]. В рамках этого проекта вдоль протяженного сейсмического профиля LARSE-II (рис. 5.20) с хорошей точностью определены углы погружения разломов на участке между двумя крупнейшими землетрясениями этого района: Сан-Фернандо 1971 г. и Нордридж 1994 г. (разломные системы: Нордридж-Хилл, Миссон-Хилл, Санта-Сузана). Данные об азимутах векторов простирания разломов взяты с электронных карт, построенных в равноугольных картографических проекциях географической информационной системой ARCwiev.

В табл. 5.1. приведены значения азимутов вектора погружения разлома. Данные об углах вектора погружения разломов на глубине взяты с сечения вдоль профиля LARSE-II (рис. 5.21), представленного в работе [Fuis et al., 2001]. Разломы, кроме



Рис. 5.20. Расположение сейсмического региона Сан-Фернандо по отношению к профилю LARSE-II и основным разломам системы Сан-Андреас (по : [Fuis et al., 2003])

Нордридж-Хилл, имеют постоянный угол погружения. В силу этого разлом Нордридж-Хилл был разделен на два участка с разными индексами. Разными индексами также отмечены "слепые" (не выходящие на поверхность) разломы Санта-Сузана. Профиль LARSE-II имеет практически строгое направление с юга на север (на исследуемом участке отклонение составляет 6°), и разломы также погружены на север. Таким образом, угол погружения плоскости разрыва, замеренный вдоль профиля (см. рис. 5.21), мало отличается от угла истинного погружения.

Качественную оценку сейсмической опасности участков разломов можно осуществить на основе анализа положения точек на диаграмме Мора, характеризующих вектор напряжений, действующих на разломе. В главе 3 (суммарная диаграмма Мора, см. раздел 3.5) было показано, что предположение о близости напряженного состояния исследуемой области к предельному (касание большого круга Мора линии предела внутреннего трения) позволяет построить диаграмму Мора в редуцированных напряжениях (3.40). При этом используются данные только об ориентации осей главных напряжений и значениях коэффициента Лоде—Надаи, т.е. результаты первого этапа реконструкции (рис. 5.22). На подобной диаграмме близость точек, характеризующих редуцированные нормальные и касательные напряжения исследуемого участка разлома (выражения (3.28)), к линии предела внутренней прочности отвечает, с точки зрения возникновения сильных землетрясений является более опасной

Таблица 5.1

Разрывы	Координата начальной глу- бины разрыва з.д.	Азимут погружения разрыва град	Угол погружения разрыва град	Глубина разрыва, км	Активная длина разрыва, км	τ _π /τ _f	σ [*] ,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,	τ _C /τ _f	$\Delta \tau_n / \tau_f$	M₀, Hm	M _w
Нордридж-Хилл 1	118.54, 34.26	20°	45°	0-4.5	0	2.8	-6.2	0.3		0 0 1 1	_
Нордридж-Хилл 2	118.54, 34.28	20°	25°	3.5-5.5	5.8	1.7	-2.2	0.6	0.82	$2.3 \cdot 10^{17}$	5.5
				6.3-8.3	5.8	2.3	-3.8	0.4	0.75	3.0.1017	3.3
Миссон-Хилл	118.53, 34.28	345°	79°	0-4.5	0	2.3	7.0	-1.2			
Санта-Сузана 1	118.53, 34.30	358°	76°	0-6.5	0	1.6	6.5	-1.65			
Санта-Сузана 2	118.53, 34.31	355°	45°	0-8.5	12.0	2.8	4.8	0.4	0.88	$2.2 \cdot 10^{18}$	6.2
Санта-Сузана 3	118.52, 34.37	352°	52°	3.5–7.5 0–7.5	5.1 9.5	2.7	4.1	0.65	1.24 1.24	2.4 10 ¹⁷ 1.5 10 ¹⁸	5.5 6.1

Использование данных о напряжениях для решения фундаментальных и прикладных задач



Рис. 5.21. Сечения вдоль профиля LARSE-II в пределах региона Сан Фернандо, положение и механизмы Сан-Фернадского (1971 г.) и Нордриджского (1994 г.) землетрясений и погружения основных разломов системы Сан-Габриель (по: |Fuis et al. 2003])

ситуации, чем в случае, когда эти точки лежат вблизи линии минимального сопротивления сухого трения. Соответственно, если точки находятся ниже линии минимального сопротивления сухого трения, то данный участок разлома следует рассматривать как сейсмически безопасный. Заметим, что подобная оценка потенциальной сейсмической опасности разломов может быть выполнена по результатам первого этапа реконструкции методом катакластического анализа или путем использования других методов реконструкции параметров напряженного состояния.

Оценка сейсмической опасности исследуемых разломов региона Сан-Фернандо выполнялась для разных глубинных уровней. Точкам разломов с шагом по глубине 1 км присваивались параметры тензора напряжений на основе анализа ближайших узлов расчета параметров напряженного состояния. Анализировались лишь те глубинные уровни разломов, для которых в радиусе 5 км имелись данные о тензоре напряжений. Следует отметить, что в период афтершоковой последовательности Нордриджского землетрясения для исследуемого участка региона Сан-Фернандо оси максимальных сжимающих напряжений имели субширотную ориентацию. При этом они были либо субгоризонтальны (угол погружения $\pm 5^{\circ}$), либо имели небольшое погружение на юг (угол менее 15°). В этом регионе субвертикальную ориентацию имели оси промежуточного главного напряжения (см. рис. 4.36). Только для глубинного разлома в системе разломов Санта-Сузана (индекс 3) оси максимального сжатия имеют северо-восточную ориентацию (азимут 30° — 40°), а в вертикальном направлении действует ось максимального девиаторного растяжения (55°—85°).

При построении диаграммы Мора (см. рис. 5.22) для разломов, напряженное состояние которых изменялось с глубиной, также использовалось предположение о близости напряженного состояния к предельному. Для построения подобных диаграмм помимо данных об ориентации нормали к плоскости исследуемого участка разлома, осей главных напряжений в географической системе координат и значений коэффициента Лоде—Надаи необходимо также иметь данные об относительных величинах напряжений τ/τ_f и p^*/τ_f . После присвоения данному глубинному уровню разлома параметров тензора напряжений, полученных после первых двух этапов реконструкции, в соответствии с выражением (1.29) рассчитываются относительные нормальные σ_{nn}^*/τ_f и касательные τ_n/τ_f напряжения, действующие вдоль плоскости разлома, по величинам которых затем определяются относительные значения кулоновых напряжений:



Рис. 5.22. Анализ кулоновых напряжений для существующих разломах на диаграмме Мора: *a*, *б* – приповерхностная и глубинная части разлома Нордридж-Хилл; *в* – разлом Миссон-Хилл; *г*, *д*, *e* – разломы Санта-Сусана с индексами 1, 2, 3 соответственно

$$\tau_C / \tau_f = \left(\tau_n + k_s \sigma_{nn}^*\right) / \tau_f.$$
(5.26)

На диаграммах рис. 5.22 все напряжения нормированы на величину внутреннего сцепления τ_{f^3} а положение линий внутреннего трения и минимального сопротивления сухого статического трения определялось значениями коэффициентов $k_s = k_f = 0.5$. Показано также сопротивление сухого трения стадии скольжения бортов разлома, отвечающее значению коэффициента кинематического трения $k_k = 0.4$. В табл. 5.1 представлены относительные значения кулоновых напряжений. При отрицательных значениях этих напряжений активизация разрыва невозможна, и поэтому последние колонки таблицы для таких разрывов не заполнялись.

Заметим, что качественную оценку сейсмоопасности различных участков разлома можно выполнить уже на основе анализа на редуцированной диаграмме Мора взаимного расположения точек, характеризующих нормальные и касательные напряжения исследуемого участка разлома, и линий предела внутренней прочности и минимального сопротивления сухого трения.

Выполним анализ построений, представленных на рис. 5.22. Для верхней части разлома Нордридж-Хилл-1 на диаграмме Мора точки относительных значений касательных и нормальных напряжений на разломе лежат вблизи линии сопротивления сухого кинематического трения. При этом точки, отвечающие глубинам 1—4 км, лежат чуть выше этой линии, а точка, характеризующая состояние на разрыве вблизи поверхности (глубина 0 км), лежит ниже этой линии. Это означает, что данный разлом не является сейсмически активным в современном поле напряжений, а может испытывать только криповые асейсмические подвижки. В табл. 5.1 для этого разлома приведены данные о средних значениях касательных и нормальных напряжений.

На диаграмме Мора точки всех глубинных уровней разломов Миссон-Хилл и Caнта-Cyзaнa-1 лежат ниже линии кинематического трения (в табл. 5.1 приведены данные о средних значениях касательных и нормальных напряжений на всем протяжении этих разрывов). В поле напряжений, отвечающем афтершоковой стадии Нордриджского землетрясения, вдоль этих разломов не должны происходить не только землетрясения, но и медленные криповые подвижки.

Иная ситуация отмечается в глубинных частях разлома Нордридж-Хилл-2 и не выходящих на поверхность разломов Санта-Сузана-2 и Санта-Сузана-3. Здесь точки относительных напряжений лежат выше линии сопротивления с минимальным статическим трением (кулоновы напряжения положительные). При этом для разлома Нордридж-Хилл на глубине 6 км происходит снижение активности. Точка, отвечающая этому глубинному уровню, лежит вблизи линии минимального сопротивления сухого трения. Эта глубина соответствует взаимному пересечению данного разлома с главным разрывом Санта-Сузана-1, выходящим на поверхность. Возможно, что переориентация осей главных напряжений для этого глубинного уровня, определившая снижение уровня касательных напряжений на разрыве Нордридж-Хилл, обусловлена близостью концевой области разрыва Санта-Сузана. Подобная ситуация наблюдается и для разрыва Санта-Сузана-2. Отвечающая ему точка с номером 9 (9 км глубины) лежит ниже минимального сопротивления сухого трения. Именно в этом месте разлом Санта-Сузана "подсекает" глубинный разлом Нордридж-Хилл.

Таким образом, в соответствии с выполненным анализом можно считать, что разрывы Нордридж-Хилл-1, Миссон-Хилл и Санта-Сузана-1 не могут активизироваться сейсмическим образом в поле напряжений, сформировавшихся в период афтершоковой активности после Нордриджского землетрясения. В качестве активной части разрыва Нордридж-Хилл-2 можно определить два участка на глубинах 4–5 и 7–8 км. Активные части разломов Санта-Сузана-2 и -3 имеют протяженность 0–8 и 4–7 км соответственно. Наибольший сейсмический риск следует связывать с глубинным разломом Санта-Сузана-3. Здесь точки на диаграмме Мора лежат вблизи линии предела внутренней прочности горных пород. Подобное понижение характеризует данный разлом как новый развивающийся, обладающий высоким уровнем внутренней упругой энергии.

Расчет энергетических параметров существующих разломных систем. Для разрывов с положительным значением кулоновых напряжений на основе выражений (1.108) и (1.109) можно рассчитать величину сбрасываемых напряжений:

$$\Delta \tau_n = \tau_n + k_k \sigma_{nn}^*. \tag{5.27}$$

Здесь коэффициент кинематического трения $k_k < k_s$, а τ_n и σ_{nn}^* — касательное и эффективное нормальное напряжения на разрыве, которые могут быть определены

после первых двух этапов реконструкции напряжений с точностью до величины сцепления τ_{f} В табл. 5.1 разлому Нордридж-Хилл-2, а также разломам Санта-Сузана-2 и Санта-Сузана-3 отвечают положительные значения кулоновых напряжений. Для этих разломов в таблице показаны значения сбрасываемых напряжений. Согласно (1.106), (1.112) и (1.113) сейсмический момент определится выражением

$$M_{\nu} = \chi^{-1} \Delta \tau_n \Omega_q L_q. \tag{5.28}$$

Для землетрясений с магнитудами менее 7 следует ожидать, что очаг будет достаточно изометричным, и тогда можно считать $\Omega_q \approx \pi L_q^2/4$ при $\chi = 3.5$, а для магнитуд больших значений $\Omega_q \approx W_q L_q^2$ (W_q – ширина очага) при $\chi = 0.6-0.8$ в зависимости от типа реализуемого смещения (сдвиг продольный или поперечный).

Ожидаемую магнитуду события можно оценить, используя соотношение [Kanomory, 1996]

$$M_{\rm w} = (\log M_{\rm a} - 9.1) / 1.5. \tag{5.29}$$

Здесь сейсмический момент следует выразить в единицах системы СИ (Н·м).

В соответствии с выражениями (5.28) и (5.29) в табл. 5.1 для трех разломов представлены результаты расчета сейсмического момента и магнитуд землетрясений. При этом длины активных участков разломов принимались с учетом того, что точки с данными о параметрах напряжений являются центром сегмента, проекция которого на вертикаль равна 1 км. Для расчета энергетических параметров эффективная прочность сцепления τ_{t} предполагалась равной 50 бар (5 МПа).

Для разлома Нордридж-Хилл-2 в качестве активных рассматривались два участка на глубинах 3.5–5.5 и 6.5–8.5 км. Для разлома Санта-Сузана-3 рассматривались два варианта. В первом в качестве активной части разлома принимался участок на глубине 3.5–7.5 км, во втором предполагалось, что после активизации разрыв может выйти на поверхность. Согласно выполненным оценкам максимальные магнитуды можно ожидать на разрывах Санта-Сузана-2 (второй вариант) и Санта-Сузана-3.

Таким образом, наибольший сейсмический риск может быть также связан с разломами Санта-Сусана-2, Санта-Сусана-3), один из которых является "слепым", не выходящим на дневную поверхность. Этот разлом — продолжение плоскости Сан-Фернандского землетрясения 1971 г. Возможно, что разлом Санта-Сузана-3 также является результатом этого события. Точки на диаграмме Мора для этого разрыва ближе всего лежат к линии предела прочности. Это означает, что данный разрыв является вновь образующимся.

5.2.2. Районирование сейсмоопасных областей по параметрам очага ожидаемого землетрясения

Районирование по возможным сбрасываемым напряжениям. Из выражений (5.28) и (5.29) соответственно для случаев изометричного и неизометричного очагов можно получить следующую зависимость магнитуды землетрясения от сбра-

сываемых напряжений и активной длины разлома:

$$M_{w} = 0.67 \log \Delta \tau_{n} + 2 \log L_{\eta} - 6.43,$$
(изометричный очаг)
$$M_{w} = 0.67 \log \Delta \tau_{n} + 1.33 \log L_{\eta} + 0.67 \log W_{q} - 5.97,$$
(неизометричный очаг). (5.30)

Здесь сбрасываемые напряжения выражены в паскалях, длина разрыва в метрах, а значение χ принималось равным 2.75 и 0.7 соответственно для первого и второго выражений. Сейсмологические данные показывают, что для сильных землетрясений характерный диапазон изменения снимаемых напряжений составляет 0.5–3 МПа (5–20 бар) для межплитовых и 5–30 МПа (50–300 бар) для внутриплитовых землетрясений [Касахара, 1985]. Таким образом, диапазон изменений значений магнитуды за счет первого слагаемого в выражении (5.30) для межплитовых землетрясений оставляет 0.5–1, а для внутриплитовых – 1.1–1.6. Такую же величину добавки (0.5) к магнитуде за счет наращивания активной длины разрыва можно получить, если изменить значение L_q на 80%. Таким образом, роль сбрасываемых касательных напряжений в оценке магнитуды очень велика. Данные о напряженном состоянии исследуемых регионов позволят более точно, чем выражение (1.106), рассчитывать магнитуды ожидаемых на разрыве землетрясений.

В этой связи для оценки сейсмического риска полезным является районирование по величинам сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений с положением плоскости разрыва в очаге, совпадающей с плоскостью внутреннего трения. Для таких землетрясений в существующем поле напряжений сбрасываемые в очаге касательные напряжения $\Delta \tau_n$ максимальны. Далее подобные землетрясения с максимально возможными для данного участка земной коры величинами $\Delta \tau_n$ булут именоваться *ожидаемыми землетрясениями*.

Согласно (1.109), можно записать следующее выражения для сбрасываемых напряжений:

$$\Delta \tau_n = \tau_f - \left(k_f - k_k\right) \sigma_{nn}^*. \tag{5.31}$$

Для землетрясений с плоскостью разрыва, близкой к ориентации плоскостей скалывания горных пород, выражение для эффективных нормальных напряжений (с учетом разгрузки горных пород за счет порового флюидного давления) может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma_{nn}^{*} = -p^{*} + \tau \left(k_{f} / \sqrt{1 + k_{f}^{2}} + \mu_{\sigma} / 3 \right).$$
(5.32)

Районирование по величине максимальных сбрасываемых касательных напряжений можно осуществлять по результатам первых двух этапов реконструкции напряжений методом катакластического анализа. В этом случае оценивается относительная величина сбрасываемых напряжений:

$$\Delta \tau_n / \tau_f = 1 + \left(k_f - k_k\right) \left[\frac{p^*}{\tau_f} - \frac{\tau}{\tau_f} \left(\frac{k_f}{\sqrt{1 + k_f^2}} - \frac{\mu_\sigma}{3} \right) \right].$$
(5.33)

Значения коэффициента внутреннего трения k_f можно принять равным 0.6, что соответствует результатам экспериментов по разрушению образцов горных пород [Byerlee, 1968], либо 0.5, что соответствует значениям, полученным по результатам расчетов для земной коры Южных Курил и Японии и афтершоковой области Норд-риджского землетрясения. Величину кинематического трения k_k следует брать на 0.05--0.1 меньшей значений k_c .

На рис. 5.23 представлены результаты районирования южных частей земной коры Европы и Азии. Результаты реконструкции параметров напряженного состояния для этих регионов даны в главе 4. На рисунке видно, что обширные области ожидаемых землетрясений с большой величиной сбрасываемых напряжений существуют в тыльной части Эгейской сейсмоактивной области и западной части Анатолии (см. рис. 5.23, *a*). Здесь размер области высоких ($\Delta \tau_n/\tau_f > 2$) сбрасываемых напряжений достигает 500 км. Поскольку именно в эту область продолжаются несколько наиболее крупных разломных систем данного региона (Анатолийский сдвиг и др.), то именно данный участок земной коры можно рассматривать как сейсмоопасный. Во фронтальной области поддвига океанической литосферной плиты (Эгейская дуга) наблюдается мозаичная картина с самым широким спектром разброса сбрасываемых напряжений: $2 \ge \Delta \tau_n/\tau_f > 0.5$.

Если при расчете величины флюидного давления принять прочность сцепления массивов горных пород (при масштабе осреднения в первые десятки километров) равным $\tau_f = 50$ бар, то величины сбрасываемых напряжений могут достигать 100—150 бар. Вероятно, величину τ_f следует уменьшать для землетрясений с большими магнитудами, когда длина разрыва в очаге приближается к 100 км, и, следовательно, увеличивается линейный размер масштаба осреднения прочностных свойств.

Для Аравийского синтаксиса (см. рис. 5.23, *б*) наиболее обширные области (до 300 км), где можно ожидать повышенных значений сбрасываемых напряжений, наблюдаются к северо-востоку и юго-западу от Лутского блока (Ормузский выступ). Поскольку Лутский блок с запада и востока также имеет небольшие по площади обрамления с повышенными значениями сбрасываемых напряжений, то в целом этот район следует рассматривать как наиболее сейсмоопасный. В этом районе 26.12.2003 г. вблизи иранского города Бам произошло катастрофическое землетрясение с $M_w = 6.4$, в результате которого погибли более 30 000 человек. В рамках выполненного районирования также следует отметить участки земной коры вблизи Казерун-Бораджанской и Карехбасской систем разрывов и центральные участки Большого Кавказского надвига. Здесь существуют области протяженностью 150–200 км с уровнем относительных сбрасываемых напряжений $2.5 \ge \Delta \tau_v/\tau_c > 1$.

Результаты реконструкции напряжений для южной части Центрально-Иранской плиты позволяют получить более детальную картину распределения относительных величин сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений (см. рис. 5.23, *в*). Этот параметр имеет высокие значения на западном борту центральной части Казерун-Бораджанской флексурной области и вблизи северного окончания Карехбасской разломной системы. Однако следует заметить, что уровень относительных сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений здесь Δτ_n/τ_f ≈ 2–2.5, что несколько ниже, чем для земной коры Ормузского выступа, где Δτ_n/τ_f ≈ 2.5–3.



Рис. 5.23 (начало)



Рис. 5.23. Районирование земной коры Восточного Средиземноморья (*a*), Аравийского синтаксиса (*б*) и южной части Центрально-Иранской плиты (*в*) по относительной величине наибольших сбрасываемых напряжений (Δτ_n/τ_n) для ожидаемых землетрясений

На рис. 5.24 представлены результаты районирования земной коры северо-западной части Тихоокеанской сейсмоактивной области. Здесь следует отметить повышение уровня сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений по мере продвижения с севера от Камчатки вдоль Курило-Камчатской сейсмоактивной области к Южным Курилам (см. рис. 5.24, *a*). В земной коре вдоль восточного побережья Камчатки при общем низком уровне относительных сбрасываемых напряжений ($\Lambda \tau_n/\tau_f \approx 0.3-0.5$) имеются две области протяженностью 100–150 км локального повышения этого параметра до значений 0.5–0.9.

В земной коре Южных Курил и Японии существуют несколько крупных областей высокого уровня сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений (см. рис. 5.24, *б*, *в*). Это два участка земной коры протяженностью 150-250 км к югу от Тонкайского залива и к югу от о. Хоккайдо. Если величину эффективного внутреннего сцепления принять соответствующей результатам оценки, выполненной для данного региона в главе 4 ($\tau_f = 100$ бар), то величины сбрасываемых напряжений здесь могут достигать 150 · 200 бар. Существенно меньшие по протяженности области высокого уровня сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений наблюдаются в земной коре к югу от о. Окинава.



б



Рис. 5.24 (начало)



Рис. 5.24. Районирование земной коры Курило-Камчатской сейсмоактивной области (*a*) и Южных Курил и Японии 10, 30 км (*б*, *a*) по относительной величине наибольших сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений

Следует отметить, что определенное расхождение уровня сбрасываемых напряжений для ожидаемых землетрясений земной коры Южных Курил, которое следует из анализа данных рис. 5.24, является результатом разного уровня осреднения напряженного состояния, полученного по результатам расчета. При расчете напряжений для Курило-Камчатской сейсмоактивной области был использован каталог Гарвардского университета с $M_b \ge 4.5$, в то время как для Южных Курил и Японии использовался каталог Японской геологической службы с $M_b \ge 2.5$.

Районирование по близости ориентации сейсмогенерирующих структур к плоскостям скалывания горных пород. В главе 4 для многих регионов реконструкции напряженного состояния представлены карты простирания плоскостей скалывания — плоскостей внутреннего (по Кулону) трения. На картах можно выделить два типа участков: там, где траектории векторов простирания этих плоскостей и простирание существующих разрывных структур подобны и где между этими характеристиками наблюдаются большие различия. Когда плоскости разрывов и плоскости скалывания горных пород в областях первого типа имеют близкие углы погружения, то соответствующие разрывные структуры могут рассматриваться в качестве наиболее активных на современном этапе деформирования. Сопоставляя протяженность участков таких активных разломов с данными о параметрах сбрасываемых напряжений, можно согласно выражениям (5.30) определить магнитуды ожидаемых землетрясений.

Представленный в разделе 5.2.1 подход по оценке сейсмической опасности существующих разломов требует помимо данных о напряжениях дополнительно данные

о простирании и погружении геологических разрывов. Однако аналогичный подход для оценки магнитуд событий можно применять, не используя дополнительных данных. В этом случае сами сейсмологические данные, а точнее, данные об ориентации реализованных плоскостей в очагах землетрясений, доставляют информацию об ориентации сейсмогенных структур. В методе катакластического анализа выбор реализованной плоскости очагов производится в процессе второго этапа реконструкции (выражение (3.43)). Сравнивая ориентацию реализованной в очаге плоскости с ориентацией плоскости скола, можно выявлять наиболее опасные сейсмогенные структуры.

На рис. 5.25 и рис. 5.26 для нескольких регионов, анализ напряженного состояния которых представлен в главе 4, выполнено районирование по величине относительного поверхностного сцепления (τ_s/τ_p), отвечающего реализованной в очаге землетрясения плоскости. Показаны величины относительного поверхностного сцепления только для тех землетрясений, для которых $\tau_s/\tau_f \ge 0.6$, т.е. для очагов землетрясений, плоскости которых достаточно близки по ориентации к плоскости скалывания горных пород.

На рис. 5.25, а видно, что для Восточного Средиземноморья в океанической коре к западу от Греции и к югу от п-ва Пелопоннес имеет место выстраивание в цепочку нескольких землетрясений с высокими значениями поверхностного сцепления. В первом случае эта цепочка состоит из шести землетрясений с магнитудами $4.9 \le M_b \le 5.3$ и значением относительной величины поверхностного сцепления 0.7, а во втором — из четырех землетрясений с $4.9 \le M_b \le 5.3$ и $\tau_s/\tau_t \ge 0.9$. Такое структурное положение уже произошедших землетрясений можно рассматривать как подготовку сейсмогенного разрыва относительно большого линейного масштаба. Совокупная протяженность этих сейсмогенных структур соответственно 70 и 60 км. Для данных областей согласно картам рис. 5.23, а сбрасываемые напряжения ожидаемых землетрясений составляют в среднем соответственно 50 и 70 бар (5 и 7 МПа). Используя первое выражение (5.30), находим максимальные значения магнитуды *М_b* =7.5 ожидаемых землетрясений для обеих сейсмогенных структур. Эти цифры чуть ниже оценок максимальных магнитуд землетрясений для всего региона, полученных на основе традиционного анализа магнитуд уже произошедших землетрясений [Степанов, 2001].

Следует отметить, что в выделяемой на карте рис. 5.23, *а* области повышенных значений сбрасываемых напряжений (тыловая часть Эгейской сейсмоактивной области) в настоящий момент не происходит формирование опасных сейсмогенных структур земной коры (см. рис. 5.25, *а*), а плоскости очагов происходящих землетрясений достаточно сильно отклоняются от ориентации плоскостей скалывания горных пород, что может свидетельствовать о меньшей их сейсмической опасности в сравнении с выделенными выше участками земной коры.

Данные, приведенные на рис. 5.25, б, показывают, что в качестве наиболее протяженных и опасных сейсмогенных структур, проявляющих себя в современной сейсмичности, следует отметить участок северо-западного фланга Большого Кавказского надвига (60 км), северо-западный участок Владикавказского разлома (35 км), участок Казбек-Цхенвальского правосдвигового разлома (55 км). При этом первый участок представляет собой цепочку из 11 землетрясений, которые



Рис. 5.25. Районирование земной коры Восточного Средиземноморья (*a*), Аравийского синтаксиса (δ) и южной части Центрально-Иранской плиты (*в*) по близости ориентации сейсмогенерирующих структур к плоскостям скалывания горных пород



Рис. 5.26. Районирование земной коры Курило-Камчатской сейсмоактивной области (*a*) и Южных Курил и Японии (*б*) по близости ориентации сейсмогенерирующих структур к плоскостям скалывания горных пород

341

являлись афтершоками Рачинского землетрясения, произошедшего 29.04.1991. В силу этого обстоятельства данный участок следует исключить из анализа, поскольку выделенная совокупность событий характеризует не процесс подготовки сильного землетрясения, а процесс релаксации напряжений после сильного землетрясения. Два других участка состоят соответственно из пяти землетрясений с $4.4 \le M_w \le 5.3$ (Владикавказский разлом) и из 20 землетрясений с $4.0 \le M_w \le 6.0$ (Казбек–Цхенвальский разлом). Этим участкам земной коры на рис. 5.23, *б* соответствуют величины сбрасываемых напряжений в очагах ожидаемых землетрясений в интервале 50–70 бар. Используя первое выражение из (5.30), находим для указанных здесь сейсмогенных структур следующие оценки ожидаемых максимальных магнитуд: Владикавказский разлом – $M_w = 7.0$, Казбек–Цхенвальский разлом – $M_w = 7.4$.

Для участка земной коры п-ва Камчатка на рис. 5.26, *а* можно выделить две цепочки землетрясений, объединяющихся в сейсмогенную структуру, опасную на современной стадии деформационного процесса. Одна из этих структур поперечная (45 км), а другая — продольная (70 км) к простиранию сейсмофокальной зоны. Согласно данным рис. 5.24, *a*, максимальные величины сбрасываемых напряжений для ожидаемых здесь землетрясений составляют соответственно 40 и 30 бар (при $\tau_f = 100$ бар). На основании этих значений из выражения (5.30) находим, что максимальные ожидаемые магнитуды (M_w) землетрясений для поперечной сейсмогенной структуры составляют 7.3, а для продольной —7.6.

В завершение выполним оценку сейсмической опасности земной коры Японских островов и Южных Курил. В соответствии с данными рис. 5.26, *б* выделяются несколько сейсмогенных структур: 1) поперечная к простиранию сейсмофокальной зоны -- вблизи о. Шикотан (55 км), 2) югу от о. Хоккайдо (80 км), 3) вдоль восточного побережья о. Хонсю (85 км) и 4) к югу от Тонкайского залива вдоль границы Филиппинской плиты (70 км). Этим участкам земной коры отвечают величины максимальных сбрасываемых напряжений (см. рис. 5.26. *б*): соответственно 150, 100, 150 и 170 бар. Максимальные значения магнитуд (*M*_w), рассчитанные по этим данным: о. Шикотан -- 7.5, о. Хоккайдо – 7.8, к западу от о. Хонсю – 8 и к югу от о. Хонсю (Токийский залив) – 7.9.

5.2.3. О взаимосвязи принципов сейсморайонирования с моделью очага землетрясения

Обычно при прогнозе магнитуд землетрясений и сейсморайонировании исходят из предположения о подобии процессов разрушения, происходящих в массивах горных пород на разных масштабных уровнях [Aki, 1967; Юнга, 1990]. Таким образом, фактически определяется подобие внешних условий нагружения и внутреннего состояния очага землетрясений с линейным размером в первые метры и сотни километров. К тезису о подобии процесса разрушения также обычно добавляют положение о том, что с механической точки зрения, причиной землетрясения является задержка на некотором участке разлома обращения упругих деформаций в остаточные из-за возникновения зацепов вдоль плоскости разлома [Костров, 1975], препятствующих взаимному скольжению его бортов. Длительность существования подобного зацепа (согласно тезису о подобии процесса подготовки очагов землетрясений разного масштаба) предопределяет величину энергии, накопленной в упругих деформациях массива горных пород, и, следовательно, длину будущего разрыва в очаге. В рамках этих тезисов очаг землетрясения фактически рассматривается как некоторая достаточно однородно деформирующаяся область, которую можно эффективно представить в виде упругого включения с аномальными механическими свойствами [Добровольский, 1991]. Однако подобие процесса подготовки очага землетрясения если и существует, то определяется существенно более узким диапазоном магнитуд.

Определенное различие очагов землетрясений разного энергетического класса формально закреплено выражениями (5.30). Анализ напряжений, выполненный в главе 4 и в разделе 5.2, показывает достаточно сильную неоднородность напряженного состояния, действующего вдоль разломной зоны. Здесь могут соседствовать участки с высоким и низким уровнями всестороннего сжатия и девиаторных напряжений. Области, где сейсмогенными являются плоскости разрывов, близкие к плоскостям скалывания горных пород, прерываются участками, где активизируются разрывы, ориентация плоскостей которых менее соответствует современному полю напряжений. Заметим, что реконструированные параметры тензора напряжений отвечают определенному масштабу осреднения, связанному с энергетическим классом событий, на основе которых эти параметры оценивались. При снижении энергетического класса исходных сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений, детальность оценок параметров тензора напряжений увеличивается и одновременно возрастает неоднородность поля напряжений. Здесь в качестве примера можно рассматривать результаты реконструкции для Южных Курил, выполненные в главе 4 по сейсмологическим данным разных магнитудных диапазонов.

В этой связи трудно себе представить, что магнитуда землетрясения предопределена только фактором зацепа вдоль плоскости разлома, имеющим достаточно локальное пространственное влияние. Возможно, фактор зацепа и длительность его существования следует рассматривать лишь как одно из условий (необходимое) подготовки сильного землетрясения, которое само по себе не определяет его магнитудный уровень. Следует также заметить, что землетрясения происходят в участках разломных зон с разными условиями напряженного состояния, что говорит о возможности существования разных факторов, определяющих процессы подготовки очага землетрясения. Выполненный ранее анализ показывает, что для горных пород, прочность которых определяется не только касательными, но и нормальными напряжениями на разломе, разрушение может происходить не только из-за повышения уровня девиаторных напряжений (наличие зацепа на разломе), но и в связи с повышением давления флюида в трещинно-поровом пространстве разломных зон. Кроме того, возможно локальное снижение параметров эффективной прочности массивов за счет структурно-вещественных преобразований горных пород, которые в разломных зонах могут ускоряться наличием интенсивных сдвиговых деформаций и напряжений. Все вместе это ставит под сомнение как тезис о единственности причины возникновения землетрясений, так и тезис о подобии факторов, являющихся причиной возникновения землетрясений разного энергетического уровня.

Использование данных о напряжениях для решения фундаментальных и прикладных задач

343

В настоящем разделе с разных позиций выполнено районирование сейсмоактивных участков земной коры. Подобное районирование, скорее всего, позволяет выделять участки разломов, однородные на данном масштабном уровне, для которых активизация и ожидаемый магнитудный класс землетрясений предопределяются напряженным состоянием самих участков, т.е. область подготовки совпадает с областью будущего очага землетрясений, что соответствует концепции И.П. Добровольского [1991]. Область подготовки землетрясения является областью аномальных механических свойств, которую следует рассматривать как включение. При этом тезис о зацепе на разломе должен быть заменен более общим тезисом о достижении предельного состояния не только за счет повышения уровня девиаторных напряжений, но и за счет снижения сил трения и сил эффективного сцепления на будущем разрыве.

Однако наличие для одного разлома участков существенно различного уровня напряжений предопределяет и другой вариант оценки сейсмической опасности, когда размер области разрушения контролируется не только размером участка разлома, для которого достигнуто предельное состояние. Теоретические расчеты, выполнявшиеся в механике конструкций, показывают, что длина развивающейся трещины и амплитуды смещений ее бортов сильно зависят от того, каким образом осуществлялся сброс энергии, накопленной в упругих деформациях. Если трещина развивается квазистатически, то ее длина и амплитуды смещений бортов на 20–30% меньше, чем в случае, когда ее развитие осуществляется быстрым, динамическим образом. Этот эффект обусловлен усилением разрушающих напряжений во фронте развивающегося разрыва за счет сил инерции. Следует отметить, что в этих расчетах свойства конструкционных материалов отвечают упругой среде, а напряженное состояние вблизи зоны разрушения на стадии его подготовки достаточно однородное.

Результаты подобных наблюдений, перенесенные на разломные зоны с существенно неоднородным напряженным состоянием, позволяют предположить, что наличие в разломной зоне рядом с областью с высоким уровнем напряжений (область подготовки) области с низким уровнем напряжений (низким уровнем всестороннего сжатия) является благоприятным фактором для развития разрыва, существенно большей, чем размер области подготовки, длины. В конце главы 4 на примере Суматранского землетрясения было показано, что по мере развития разрыва в область пониженной интенсивности девиаторных напряжений и эффективного всестороннего давления все бо́льшая часть энергии упругих деформаций трансформируется в кинетическую энергию и все меньшая затрачивается на тепловой разогрев вдоль разрыва, пластическое деформирование и микроразрушение. В этом случае разрыв развивается динамически. В противоположность этому развитие разрыва в область повышенной интенсивности напряжений приводит к относительному уменьшению кинетической энергии в сравнении с энергией, затрачиваемой на осуществление необратимых процессов на разрыве. Разрыв фактически "вязнет".

Энергии, накопленной в упругих деформациях в области повышенного напряженного состояния, может оказаться вполне достаточно для развития разрыва в соседней области с относительно низким уровнем напряжений и, следовательно, низким сопротивлением сил трения на формирующемся разрыве. Если развитие разрыва в пределах области высокого уровня напряжений (большого всестороннего сжатия и больших сил трения) может идти прерывистым пульсационным путем, то в области с низкими силами трения разрыв может набрать хорошую кинетику и распространиться вплоть до следующего участка повышенных напряжений (повышенных сил трения). Вероятно, в рамках подобного анализа следует выполнять оценку сейсмической опасности землетрясений с магнитудой более 8, в то время как оценка сейсмической опасности, полученная в данном разделе, относится к землетрясениям с меньшими магнитудами.

Если с рассмотренных позиций анализировать представленные в главе 4 результаты реконструкции напряженного состояния различных сейсмоактивных регионов, то наиболее опасной выглядит протяженная (более 500 км) область в верхней части земной коры вдоль восточного побережья о. Хонсю. Здесь интенсивности шаровой и девиаторной компонент значительно (почти вдвое) ниже, чем в областях, которые ограничивают ее с северо-востока и юго-запада. Эти области повышенных напряжений также достаточно обширны (около 200 км) и могут являться источником энергии при формировании очага землетрясений с магнитудой около 9 и протяженностью до 1000 км. Опасность усугубляется наличием в этой зоне большого числа сейсмогенных разрывов с плоскостями, близкими к плоскости скалывания горных пород (см. рис. 5.26, б). Возможно, что основным сдерживающим моментом на настоящей стадии развития сейсмотектонического процесса является отсутствие подобных сейсмогенных разрывов в зонах сочленения областей пониженных и повышенных напряжений. Если эти соображения верны, то, следовательно, предупреждение подобного землетрясения можно осуществить на основе мониторинга этих зон путем отслеживания изменений структуры сейсмогенных разрывов.

5.3. МОДЕЛЬ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

В сейсмологии и геомеханике при изучении причин возникновения землетрясений считают, что с повышением тектонических напряжений возрастает вероятность хрупкого разрушения массивов горных пород и интенсивность сейсмического режима. В рамках подобных представлений создано большинство моделей очага землетрясения. В этих моделях полагается, что формирование очага — разрыва при землетрясении обусловлено повышением девиаторных напряжений до некоторого критического значения. Существует представление о некотором критическом насыщении энергией сейсмогенных зон, что предопределяет нестабильный характер развития в них деформационного процесса [Гуфельд, 2005]. Однако в рамках этих представлений трудно объясним факт существования сильных внутриплитовых землетрясений, в очагах которых сбрасываются напряжения, на порядок превосходящие сбрасываемые напряжения для межплитовых землетрясений. Неясным остается и вопрос о происхождении в разломных зонах флюида, роль которого в процессе подготовки землетрясения вполне очевидна.

Самое главное недоумение, которое возникает при знакомстве практически со всеми концепциями подготовки очага землетрясения — это отсутствие взаимосвязи между особенностями деформирования разломных зон и основными положениями

моделей. Землетрясения всегда происходят в зонах разломов. Чем сильнее землетрясение, тем более развитая и протяженная разломная зона с ним связана. Вне разломных зон землетрясения не происходят. Можно утверждать, что разломы порождают землетрясения, а не землетрясения создают разломы. Землетрясения могут активизировать отдельные участки разлома, продлить его концевые области, но они не могут возникнуть в совершенно новом, ненарушенном участке массива горных пород. Подобные представления вытекают из результатов реконструкции природных напряжений, полученных на основе метода катакластического анализа разрывных нарушений.

5.3.1. Модели области подготовки землетрясения

Определяющая роль тектонических напряжений, дилатансии и порового давления флюида в процессе подготовки землетрясения в настоящее время общепринята. Существует несколько моделей очага землетрясения (например, модель лавинного трещинообразования (ИФЗ-модель) [Mjachkin et al., 1975], дилатансионнодиффузионная модель (ДД-модель) [Scholz et al., 1973] и т.д.), в рамках которых наблюдаемый процесс изменения физических параметров геологической среды (электропроводности, скорости сейсмических волн, химического состава воды, режима слабой сейсмичности и т.д.) связывается с закономерной сменой разных этапов деформирования в области будущего очага. В этих моделях главную роль играет увеличение трещинно-порового пространства в процессе развития разрушения (дилатансия или лавинное трещинообразование), наличие флюида (для ДД-модели) играет второстепенную роль и выступает как фактор, облегчающий скольжение и позволяющий проявить изменение свойств среды при изменении скоростей сейсмических волн.

Полагают, что повышение сейсмической активности связано с повышением уровня девиаторных напряжений, а сильнейшие землетрясения возникают тогда, когда напряжения на больших площадях повысились до некоторого критического уровня. Основным источником напряжений в литосфере считаются области взаимодействия тектонических плит.

Развиваемый на основе подобных моделей подход к прогнозированию сильных событий опирается на определенную структурную и деформационную однородности области подготовки, связывая с деформациями в очаге самые разные предвестники землетрясений, набор которых в настоящее время огромен. Предполагается, что различные участки области подготовки проходят практически одновременно все фазы деформационного преобразования, предшествующего формированию сейсмического разрыва, т.е. формируется аномальное по свойствам включение [Добровольский, 1991], разрушение которого в дальнейшем и приводит к землетрясению. Эти взгляды подкрепляются экспериментами по деформированию и разрушению образцов горных пород размером в первые сантиметры—метры [Вyerlee, 1978; Соболев, Пономарев, 2003]. Именно такое квазиоднородное развитие области очага связывается с возможностью нахождения предвестников землетрясений.

В работе [Родкин, 2001] предлагается флюидо-метаморфогенная модель (ФМГмодель) очага землетрясения. В основе модели лежат представления о твердотельных

превращениях, развивающихся в областях нарушения термодинамического равновесия различных минеральных образований, при каталитическом воздействии водного флюида, содержащегося в трещинно-поровом пространстве массивов горных пород. Важно отметить, что нарушение термодинамического равновесия связывается с изменением напряженного состояния в области будущего очага. Метаморфические реакции дегидратации, приводящие к твердотельным превращениям, сопровождаются изменением физических свойств, понижением прочности горных пород и увеличением объема трещино-порового пространства при одновременном увеличении порового давления флюида в момент превращения. В рамках ФМГ-модели повышенное давление флюида рассматривается как один из факторов, предопределяющих разрушение горных пород; развивается идея о гетерогенности области будущего очага землетрясения, предполагающая, что область очага включает в себя мягкие включения, в которых произошли метаморфические реакции твердотельных превращений с образованием ультрамелкозернистых пород (милонитов), и жесткие включения, где породы остаются в реликтовом состоянии. Землетрясение развивается после разрушения жесткого включения, доставляющего максимальный вклад в выделившуюся энергию, при развитии наибольших сдвиговых деформаций в областях мягких включений.

Идею об определяющей роли флюида и реакции дегидратации минералов горных пород, его порождающей, в процессе подготовки очага землетрясений содержит модель И.С. Киссина [1996], в силу чего ее также можно отнести к метаморфогенным моделям. Поскольку метаморфическая реакция дегидратации, как правило, приводит к увеличению общего объема образовавшихся продуктов при уменьшении объема твердой фазы (увеличивается трещинно-поровое пространство) и увеличению объема жидкой, то после ее осуществления давление флюида в поровом пространстве резко возрастает. В модели И.Г. Киссина предполагается, что метаморфическая реакция дегидратации в одном из блоков земной коры приводит к появлению дополнительных напряжений в разломной зоне, отделяющей этот блок от соседнего, где такой процесс не имел места. Повышенное поровое давление (близкое к литостатическому) приводит к гидроразрыву и впрыскиванию высоконапорного флюида в разломную зону. Последнее явление является триггером для возникновения землетрясения.

В метаморфогенных моделях очага представление об аномальном давлении флюида наряду с девиаторными напряжениями играет главную роль. При этом метаморфические процессы, порождающие флюид, повышают уровень напряжений (модель И.Г. Киссина) и снижают прочностные параметры горных массивов (модель М.В. Родкина). Заметим, что в представленных вариантах метаморфогенных моделей дилатансия и само трещинообразование отходят на второй план. Повышенное трещинно-поровое пространство требуется только для облегчения миграции флюида.

В рамках представленных выше моделей хорошо описывается целый ряд из замеченных аномальных изменений физических параметров, предваряющих процесс разрушения. Однако существуют закономерности, которые в этих моделях не находят своего объяснения. Например, из сейсмических наблюдений известно, что у границ плит, являющихся областями повышенной сейсмичности, величина сбрасываемых напряжений ниже, чем для внутриплитовых землетрясений. Если считать, что чем выше интенсивность напряжений, тем выше и величина сбрасываемых на разрыве напряжений (это теоретически показано в работе [Осокина, Фридман, 1987]), то указанный выше факт противоречит двум главным представлениям сейсмологии: 1) что областям повышенной сейсмичности отвечают области повышенных напряжений и 2) что области контакта плит являются источниками тектонических напряжений. Другим фактором, который не объясняется существующими моделями, является высокая изменчивость ориентации сейсмогенных напряжений, которую связывают с вариациями ориентации осей фокальных механизмов землетрясений в некоторых областях. Нуждается также в объяснении низкий уровень сбрасываемых на разрывах напряжений и напряжений, фиксируемых в разломных зонах различными способами [Zoback et al., 1980], по сравнению с теоретически предсказываемым [Sibson, 1974; Ranalli, Murphy, 1987; Cloethingh, Burov, 1996] (до 10 кбар на глубинах 30–40 км для случая хрупкого поведения).

5.3.2. Параметры природных напряжений и модели очага землетрясения

Закономерности, выявленные при расчете природных напряжений. Выполним анализ основных закономерностей взаимосвязи различных параметров напряженного состояния в сейсмоактивных областях. Этот анализ осуществим для двух областей земной коры: Южных Курил и Японии, афтершоковой области Нордриджского землетрясения 1994 г. [Ребецкий, 20036]. Каталоги механизмов очагов этих областей являются наиболее представительными и качественными (см. главу 4). Расчеты показали, что эффективное внутреннее сцепление τ_f трещиноватых массивов горных пород (масштаб осреднения первые километры — 10 км) не превышает 50—100 бар (в экспериментах на образцах — 1 кбар). Действующие в земной коре максимальные касательные напряжения т сильно изменяются по латерали и не превышают 1 кбар для Южных Курил и Японии (см. рис. 4.25, *а*) и 0.5 кбар для афтершоковой области Нордриджского землетрясения (см. рис. 4.38, *а*), что значительно меньше теоретических оценок, полученных в работах [Sibson, 1974; Ranalli, Murphy, 1987; и др.] — 4—8 кбар у подошвы земной коры.

Такой низкий уровень напряжений, ответственных за разрушение в очагах землетрясений, является следствием существования в горных массивах ранее образованных разрывов (поверхностное сцепление существующих разрывов $0 \le \tau'_s \le \tau_f$), а также повышенного порового давления флюида p_{fl} . На рис. 5.27 представлена зависимость величин τ/τ_f и p_{fl}/p_{fl} . Характерным здесь является отмеченный ранее низкий уровень интенсивности напряжений в областях высокого флюидного давления и широкий, но ограниченный диапазон флюидного давления в областях с высоким уровнем интенсивносги. На рассмотренной параметрической области τ'_s/τ_f распределяются произвольно.

Значение флюидного давления по глубине практически везде выше гидростатического (рис. 5.28). При этом в верхних горизонтах сейсмоактивной области разброс значений флюидного давления максимальный (есть области, где оно ниже гидростатических значений; см. рис. 5.28, б). С увеличением глубины p_{f} приближается к литостатическим значениям.



Рис. 5.27. Взаимосвязь относительных значений максимальных касательных напряжений τ/τ_f , относительного флюидного давления p_f/p_μ и поверхностного сцепления τ'_x/τ_f в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии (a), а также для очагов афтершоков Нордриджского землетрясения 1994 г. (δ)

Для сред законом прочности по Кулону за разрушение отвечают кулоновы напряжения, которые представляют собой разность между касательными напряжениями на плоскости разрыва и напряжениями сухого трения. В силу этого предельное состояние на разрывах связано как с максимальными касательными напряжениями, так и с эффективным давлением *p** (тектоническое давление за вычетом флюидного



Рис. 5.28. Распределение по глубине *H* (в км) относительных значений флюидного давления p_{fl}/p_{fl} и эффективного давления p^*/τ_f в очагах землетрясений (*i* = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии (*a*), а также для очагов афтершоков Нордриджского землетрясения 1994 г. (*б*).

давления). Установлено, что существует определенная взаимосвязь между значениями т и p^* , характер которой зависит от вида тензора напряжений, определяемого коэффициентом Лоде—Надаи (см. рис. 5.29, a, δ). Отношение p^*/τ больше при состояниях, близких к одноосному растяжению, и меньше при одноосном сжатии. При $\mu_{\sigma} \leq -0.6, -0.2 \leq \mu_{\sigma} \leq 0.2, \mu_{\sigma} \geq -0.6$ для земной коры Южных Курил и Японии средние значения $p^*/\tau \approx 1.90, 1.57, 1.23$ соответственно, а для афтершоковой области Нордриджского землетрясения $p^*/\tau \approx 1.98, 1.72, 1.65$. Зависимость p^*/τ от интенсивности девиаторных напряжений нелинейная (см. рис. 5.29, e, c), с увеличением τ/τ_f рост значений p^*/τ замедляется.

Результаты оценки величин природных напряжений позволили с помощью отношения $C_{Dl} = \sigma_1^*/\sigma_3^*$ (здесь σ_1^* и σ_3^* — соответственно алгебраически максимальное и минимальное главные эффективные напряжения) выявить в земной коре участки с разной скоростью дилатансионного разрыхления [Ребецкий, 2003]. Напомним, что замеченная корреляция между резким увеличением скорости дилатансии и величиной C_{Dl} была получена в экспериментах по разрушению образцов при одноосном сжатии [Ставрогин, Протосеня, 1992], т.е. когда давление по боковым граням образца было одинаковое. В силу этого выбранный вид зависимости C_{Dl} от главных напряжений следует рассматривать как расширенную трактовку результатов экспериментов, которую надо каким-либо образом проверить.

Вторым важным моментом является то, что используемый в методе катакластического анализа подход к оценке относительных величин напряжений предполагает наличие предельного напряженного состояния. В этом случае в массивах могут образовываться новые трещины с углом скалывания горных пород. Используя выражение (1.97) и первые из уравнений (3.28) и (3.31), находим

$$C_{Dl} = \frac{\tau(\sin 2\alpha_f - 1) - \tau_f / k_f}{\tau(\sin 2\alpha_f + 1) - \tau_f / k_f}.$$
(5.34)

Таким образом, в рамках используемой в методе катакластического анализа трактовки величина C_{Dl} является функцией максимального касательного напряжения и параметров прочности массивов горных пород (рис. 5.30). Результаты выполненного анализа показывают, что существует взаимосвязь магнитуд максимальных землетрясений и величины C_{Dl} (рис. 5.31, *a*, *б*). Каждому уровню значений отвечают свои значения максимальных магнитуд землетрясений. Для 20-километрового слоя земной коры Южных Курил и Японии и афтершоковой области Нордриджского землетрясения можно записать следующие зависимости:

$$M_b \Big|_{\text{max}} \approx 8.8 C_{Dl} + 4.5,$$
 $M_b \Big|_{\text{max}} = 7 C_{Dl} + 3.1.$
(5.35)

При этом в областях, выделяемых как области повышенной скорости дилатансии $(0.2 \le C_{Dl} \le 0.4)$, флюидное давление может иметь как очень низкое (ниже гидростатического закона распределения по глубине), так и близкое к литостатическому дав-



Рис. 5.29. Взаимосвязь максимальных касательных напряжений и эффективного давления: Зависимость p^*/τ_f от τ/τ_f при различных значениях μ_g^i в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии (a), а также афтершоков Нордриджского землетрясения 1994 г. (b); зависимость отношения p^*/τ_f от τ/τ_f при различных значениях относительного флюидного давления p_{fI}^i/p_h в очагах землетрясений (i = 1, 2, ...) земной коры Южных Курил и Японии (a), и в очагах афтершоков Нордриджского землетрясения (a), и в очагах афтершоков Нордриджского землетрясения (a), и

лению значение. Анализ результатов реконструкции показывает, что самые сильные землетрясения в исследованных регионах приурочены именно к областям максимальной скорости дилатансии, в которых к тому же наблюдается повышенный, но не самый высокий уровень максимальных касательных напряжений. На параметрической плоскости C_{Dl} и p_{fl}/p_{ll} самые сильные землетрясения исследуемых регионов приходятся на области высокой скорости дилатансии и среднего уровня флюидного





давления (рис. 5.31, *в*, *г*). Флюидное давление здесь варьирует в широких пределах. Оно имеет минимальный разброс, а максимальное его значение там, где скорость дилатансии минимальная.

Критический анализ моделей очага. На основе полученных данных о природных напряжениях рассмотрим процессы, которые происходят в области подготовки очага землетрясения, используя положения ДД-модели, дополненные теорией хрупкого разрушения Кулона. Согласно результатам экспериментов, при достижении кулоновыми напряжениями 50-70% предела прочности (это может быть связано как с повышением девиаторных напряжений, так и с понижением эффективного давления) в горных породах происходит локализация хрупких разрывных деформаций в пределах относительно узких полос сдвига, в которых в силу их структурной неоднородности резко ускоряется интенсивность дилатансии. В результате быстрого увеличения трещинно-порового пространства флюидное давление падает, что в кулоновой среде приводит к увеличению эффективного давления и уменьшению кулоновых напряжений при сохраняющемся уровне девиаторных напряжений (нижний правый сектор рис. 5.31, в, г). За счет разрыхления здесь происходит некоторое уменьшение эффективной прочности то но при этом из-за усилившегося всестороннего обжатия данная область упрочняется, и ее следует рассматривать в качестве более жесткого включения [Добровольский, 1991], в котором могут интенсивно накапливаться упругие деформации. Рост кулоновых напряжений (5.26) может быть связан как с повышением девиаторных напряжений за счет продолжающегося процесса деформирования земной коры, так и с увеличением флюидного давления, уменьшающего сухое трение.

В рамках ДД-модели последующее повышение флюидного давления объясняется перекачкой флюида из соседних к очагу областей. Однако если эти области расположены вне разлома, они имеют существенно меньшую пористость, что определяет низкую скорость фильтрации поровой жидкости и, следовательно, неэффективность подобного процесса. Если области повышенного флюидного давления находятся в разломной зоне, то подобная перекачка может приводить только к выравниванию давления флюида (с учетом гидростатического эффекта по глубине), но не может объяснить существование аномально высокого давления флюида в очаговой области [Киссин, 1996].



Рис. 5.31. Взаимосвязь максимальных магнитуд землетрясений (a, b) и относительной величины флюидного давления $p_{fl}/p_{il}(s, \epsilon)$ со значениями коэффициента C_{Dl} касательных напряжений и эффективного давления; a, s - для землетрясений земной коры Южных Курил и Японии; b, $\epsilon - для$ афтершоков Нордриджского землетрясения 1994 г.

Линия на параметрической области $C_{D^{\mu}}$ M_b – определяет максимальные магнитуды событий для данного диапазона значений $C_{D^{\mu}}$

Процесс формирования высокого давления флюида рассмотрен в рамках флюидо-метаморфогенной модели (ФМГ-модели) области подготовки очага землетрясения, различные аспекты которой развиваются в работе [Родкина, 2001]. В этой модели первоначально резкое снижение эффективной прочности в области будущего очага связывается с полиморфными переходами, происходящими в горных породах при соответствующих *РТ*-условиях [Калинин, Родкин, 1982]. Позднее в качестве одного из основных факторов, предопределяющего разрушение горных пород, было предложено рассматривать давление флюида, увеличивающееся в результате метаморфических реакций дегидратации. В рамках ФМГ-модели вводится положение о формировании в зоне сдвига мягких и жестких включений (милониты и псевдотахилиты), отвечающих соответственно областям, где произошли или не произошли реакции превращения вещества [Родкин, 2001].

353

Следует отметить, что во ФМГ-модели не рассматривается фактор времени, который играет ключевую роль при введении процесса метаморфизма в модель очага. Обычно процесс дегидратации, обеспечивающий приток флюида в поровое пространство, имеет невысокую скорость, так как требует подвода дополнительного тепла в силу эндотермического характера большинства реакций. Реакционная способность твердых тел определяется скоростью диффузии реагирующих веществ, а также скоростями процессов адсорбции, десорбции и собственно химической реакции на поверхности зерен. Скорость диффузии атомов в узлах кристаллической решетки твердых тел имеет порядок 10^{-12} – 10^{-14} м²/с, что предопределяет очень медленное развитие этих процессов. В силу этих обстоятельств ФМГ-модель в том виде, в котором она предложена в работе [Родкина, 2001], может объяснять лишь локализацию деформаций в областях метаморфизма (катакластический метаморфизм) и медленные крипповые движения по разломам [Паталаха и др., 1987].

5.3.3. О факторах структурно-метаморфических преобразований разломных зон

В ходе локализации деформаций в разломной зоне начинаются процессы, существенно ускоряющие (вплоть до импульсного-взрывообразного) ход метаморфических реакций в горных породах. Эти процессы определяют достаточно специфичные условия осуществления метаморфических реакций, которые не могут быть достигнуты в больших объемах пород, а связаны с отдельными участками разломных зон.

Диспергация горных пород. Кратко рассмотрим процессы, ответственные за увеличение скорости метаморфических превращений [Мак-Лин, 1967]. Росту новой фазы способствует молекулярная диффузия, скорость которой зависит от ряда факторов.

Первый фактор, определяющий увеличение скорости диффузии, обусловлен вырастанием зерен зародышей новой фазы до размеров зерен первичной фазы. Начиная с этого момента, рост новой фазы осуществляется за счет диффузии границ зерен, коэффициент диффузии которых намного больше коэффициента диффузии для кристаллической решетки, что связывается с пористостью границ зерен. Размер пор зависит от кристаллической структуры и соответствует размеру нескольких молекул воды, диаметр которых составляет 2Å.

Второй фактор — сетка дислокаций первичной фазы. Коэффициент диффузии дислокаций близок к коэффициенту диффузии границ зерен. Таким образом, увеличение степени дислоцированности первичной фазы способствует возрастанию скорости диффузии.

Третий фактор — перемещения дислокаций в условиях действия девиаторных напряжений. Направленное движение дислокаций обеспечивает быстрый рост новой фазы.

Четвертый фактор — увеличение вакантных положений, которые могут образовываться при деформации сдвига или при воздействии на горные породы радиации или мощных электромагнитных импульсов. Последние три фактора могут напрямую связываться с интенсивными сдвиговыми деформациями разломных зон.

Можно утверждать, что ускорение метаморфических реакций связано с увеличением степени диспергированности среды в узких зонах сдвигового течения. Уменьшение размеров зерен первичной фазы метаморфизма и увеличение числа дефектов кристаллической решетки в таких областях обусловливается дилатансионным разрыхлением, образованием и разрастанием микротрещин сдвига, истиранием зерен и другими механическими процессами. Диспергация кристаллических сред возможна не только путем простого механического воздействия, осуществляемого в разломных зонах, но и за счет автохтонного распадения кристаллической среды на тонкодисперсные кристаллические и полукристаллические частицы (самопроизвольное диспергирование — основа эффекта Ребиндера).

Все указанные выше процессы резко ускоряются в присутствии жидкой фазы. Начиная с некоторого размера (меньше 1 мм), дисперсные частицы приобретают ряд свойств химических компонентов, а скорости диффузии дисперсных систем резко возрастают [Поспелов, 1972]. Высокая дисперсность реагентов, а также наличие флюида способствуют более быстрому поступлению вещества к месту роста новых фаз. В таких тонкодисперсных зонах значение энергии, определяющей кинетический барьер между метастабильным и активированным состояниями, резко падет. Следовательно, изменяются условия начала осуществления реакций.

Девиаторные напряжения. Не только степень диспергированности среды и наличие жидкой фазы ускоряют прохождение реакций. Существенную роль играют девиаторные напряжения и скорости деформирования. Повышенное их значение в сочетании с тонкодисперсностью исходных реагентов может привести к тому, что скорости реакции возрастут на несколько порядков. Эксперименты показывают, что при достаточно высоком уровне сдвиговых напряжений в образцах, изготовленных из порошкообразных солей металлов [Ениколопян и др., 1987], реакция дегидратации осуществляется взрывным образом со скоростью диффузионного процесса на несколько порядков превышающей скорость диффузии в жидкой фазе. Этот эндотермический процесс происходит в изотермических условиях. Требуемое для реакции тепло выделяется в момент взрыва и полностью используется в ходе химических превращений. Высокий уровень девиаторных напряжений, так же как и высокое всестороннее сжатие, переводит кристаллическую решетку минералов в энергетически возбужденное состояние, что способствует переходу механической энергии непосредственно в химическую. При таком развитии реакции дегидратации в областях сдвига в поровое пространство практически мгновенно впрыскивается большой объем флюида. Подобные процессы, с одной стороны, могут порождать резкое изменение химического состава флюидов, электросопротивления среды и являться источниками электромагнитных излучений, а с другой — сами достаточно сильно зависят от электрических, электромагнитных и радиационных полей.

355

Микроструктурный анализ зон пластической локализации деформаций в образцах горных пород (пироксен), подвергшихся интенсивному нагружению в лабораторных условиях [Чиков и др, 1989], подтвердил, что по мере приближения к этим зонам размер зерен уменьшается, увеличиваются число и упорядоченность кинкструктур. Здесь происходят существенные минеральные преобразования (появляются новые фазы талька, карбоната, плагиоклаза и других минералов давления), при этом новые структуры имеют более упорядоченный характер (тальковый агрегат приобретает сланцеватый, волокнистый облик). Наряду с процессом автодиспергации среды в зонах сдвигов происходят и процессы рекристаллизации и монолитизации прессованием и спеканием, что приводит к образованию крупнозернистых поликристаллов. Автодиспергирование и монолитизацию следует рассматривать как конкурирующие процессы, определяющие сложную ячеистую структуру зон локализации деформаций.

Таким образом, наличие интенсивных сдвиговых деформаций и начального объема флюида (вероятно, воды) провоцируют процессы переработки минеральных веществ из крупнозернистого состояния в мелкозернистое с образованием большого числа кристаллических и зерновых дислокаций, наделяя минералы свойствами химических компонент.

Стресс-метаморфизм. Обзор работ показывает, что существуют два основных подхода, определяющих разные факторы, влияющие на условия протекания метаморфических реакций горных пород. Согласно одному подходу [Коржинский, 1973; Винклер, 1979; Маракушев, 1973], считается, что достижение предельного термодинамического равновесия, после которого возможно протекание метаморфических реакций, определяется температурой *T* и давлением твердой (*p*) и жидких (*p*_{*f*}) фаз (для реакций с образованием или поглощением флюида). В рамках этого направления стрессу (девиаторным напряжениям) отводится роль катализатора метаморфических реакций, – фактора, определяющего возникновение сланцевых текстур и метаморфическую дифференциацию вещества [Маракушев, 1988].

Другая группа исследователей [Harker, 1932, Флинн, 1967; Елисеев, 1963; Лукъянов, 1991; Паталаха, и др., 1987; Чиков, 1990] рассматривают девиаторные напряжения в качестве одного из параметров на равных правах с давлением и температурой, влияющего на условия и скорости метаморфических реакций. Теоретические основы этого направления интенсивно развивались в работах западных исследователей [Goranson, 1930; Verhoogen, 1951; Kamb, 1959; MacDonald, 1960; Мак-Лин, 1967].

Возможность осуществления метаморфической реакции определяется термодинамическими параметрами, отвечающими за условия равновесия фаз, и скоростью реакции, которая в свою очередь зависит от скорости образования центров кристаллизации (первый этап — рождение новой фазы) и скорости роста вновь образованных фаз (второй этап — увеличение массы новой фазы), которые отличаются друг от друга. В аспекте сформулированной в предыдущем разделе проблемы нас будут прежде всего интересовать параметры, влияющие на скорости реакций. Скорость образования центров кристаллизации на 1 моль можно представить в виде:

$$\rho = ANv \exp(-E_z / BT), \qquad (5.36)$$

где N — число Авагадро, v — число колебаний атомов, B — постоянная Больцмана, A — фактор скорости, а E_z — показатель, определяющий энергетический барьер, который должен быть преодолен для устойчивого роста зародышей кристаллов новой фазы. Существует критический радиус зародышей кристаллов, при росте до которого они могут испытывать обратные превращения. Это связано с тем, что в процессе увеличения их объема требуется все больше энергии для поддержания межповерхностного взаимодействия первичной и вновь образующейся фаз. Энергия межповерхностного взаимодействия черпается из свободной энергии первичной фазы (направление реакций всегда идет в сторону уменьшения свободной энергии) и части энергии химических связей. Для случая зародышей новой фазы в виде сфер радиуса r условие роста зародышей определяется выражением:

$$E = 4\pi r^2 \gamma - \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta F \le 0.$$
 (5.37)

где γ — удельная (на единицу поверхности) энергия межповерхностного взаимодействия, ΔF — удельная свободная энергия, выделяющаяся каждой единицей объема при образовании фазы. Согласно (5.37), критический радиус зародышей, начиная с которого E < 0 (стадия стабильного роста зародышей), равен:

$$r_z = 3\gamma / \Delta F \quad при \quad \Delta F > 0. \tag{5.38}$$

Поскольку даже в гомогенной среде свободная энергия, так же как и тепловая, распределяется неравномерно, то и при $r < r_z$ всегда найдется определенное число кристаллов, для которых возможно превращение (по этой же причине и на стадии $r < r_z$ найдется определенное число зародышей, которые испытают обратные превращения). Чем меньше значение *E* для зародышей новой фазы, тем больший процент кристаллов в единице объема испытывает превращение. В процессе их роста (пока $r < 2r_z/3$) наращивание размеров зародышей сопровождается увеличением *E* (рис. 5.32), что отвечает все большей неустойчивости реакции (число обратных превращений увеличения размеров зародышей. При $r < r_z$ величина суммы высвобождающей свободной энергии становится больше энергии межповерхностного взаимодействия, и процесс роста зародышей становится необратимым. Для того чтобы реакция превращения шла стабильно, необходимо, чтобы число центров кристаллизации, образовавшихся на стадии *E* > 0, было выше некоторого критического значения, определяемого числом случайных обратных реакций на стадии стабильно.

Величина энергетического барьера, влияющая на скорость образования центров кристаллизации (5.36), определяется из выражения (5.37) для $r < 2r_z/3$ [Мак-Лин, 1967]:

$$E_z = \frac{16\pi\gamma^3}{3\Lambda F^2}.$$
(5.39)

Из выражений (5.38) и (5.39) следует, что с увеличением удельной межповерхностной энергии у происходит, с одной стороны, увеличение периода нестабильного



роста зародышей новой фазы, что может сделать невозможным прохождение метаморфических превращений в данных термодинамических условиях, а с другой — замедление скорости образования центров кристаллизации, если термодинамические условия благоприятные. И наоборот, увеличение выделяющейся в процессе превращения свободной энергии приводит к уменьшению периода нестабильного роста зародышей и энергетического барьера E_z , а следовательно, к увеличению скорости образования зародышей новой фазы.

Рассмотрим, какими факторами определяются межповерхностная и свободная энергии. Значение межповерхностной энергии определяется характером поверхности раздела фаз. При удачном сочетании атомов на границе зерен межповерхностная энергия может быть очень низкой — 1 эрг/см² (при типичном значении 5–10 эрг/см²). Но ее значения могут также достигать и больших величин, например 1000 эрг/см², что отвечает энергии первичных границ зерен. Фактически уменьшение межповерхностной энергии связывается с увеличением количества пор. Из сказанного следует, что к факторам, влияющим на величину межповерхностной энергии (уменьшающих ее), следует отнести увеличение числа дислокаций. Следует особо отметить, что энергия межповерхностного взаимодействия чувствительна к действию ряда физических полей (например, радиоактивного облучения).

В случае одинаковой для обеих фаз температуры величина свободной энергии, выделяющейся в процессе превращения, определяется механическими напряжениями и упругими деформациями каждой из фаз

$$\Delta F = \left(-p^{1}\theta^{1} + 0.5s_{ij}^{1}\varepsilon_{ij}^{1}\right) - \left(-p^{2}\theta^{2} + 0.5s_{ij}^{2}\varepsilon_{ij}^{2}\right).$$
(5.40)

Здесь θ^k и ε_{ij}^k (k = 1, 2) — соответственно упругая деформация изменения объема и компоненты тензора упругих девиаторных деформаций, p^k и s_{ij}^k — шаровая и девиаторные части тензора напряжений, верхний индекс определяет исходную (1) и конечную (2) фазы. В выражении (5.40) вклад в энергию упругих деформаций вносят как давление, так и девиаторные напряжения. Величина ΔF положительна, поскольку известно, что реакции, протекающие в условиях постоянной температуры, всегда направлены в сторону наименьшего значения свободной энергии.

Для зародышей новой фазы возможно приближение, определяющее нулевые значения девиаторных напряжений (критический радиус зародыша r_z мал в сравнении с размером трещинно-порового пространства). При этом всестороннее давление, действующее на зародыши, можно принять равным давлению флюида трещинно-порового пространства. Вместо (5.40) запишем

$$\Delta F = \left(-p^1 \theta^1 + 0.5 s_{ij}^1 \varepsilon_{ij}^1\right) + p_{fl} \theta^2.$$
(5.41)

Такое приближение выглядит вполне приемлемым для областей интенсивного дилатансионного разуплотнения. Таким образом, выделяющаяся свободная энергия, а следовательно, и скорость образования новой фазы контролируются не только всесторонним давлением, но и девиаторными напряжениями первичной фазы, а также флюидным давлением. Повышенные значения девиаторных напряжений и упругих деформаций (энергии упругих деформаций) способствуют ускоренному образованию центров кристаллизации новой фазы.

Другой вариант определения напряженного состояния новой фазы связан с представлением о том, что для анизотропных кристаллов максимальной энергии упругих деформаций соответствует вполне определенная их ориентация по отношению к главным осям действующих в горной породе напряжений. Таким образом, в превращение вступают анизотропные кристаллы определенного набора ориентации, определяющие стабильность осуществления реакции.

Существуют разные гипотезы, объясняющие ориентацию нового кристалла. Одна из них предполагает, что новый кристалл должен ориентироваться таким образом, чтобы часть его внутренней энергии, обусловливаемая упругими деформациями, была наименьшей. Поскольку рост кристалла новой фазы осуществляется в растворе в стесненных условиях трещинно-порового пространства (в окружении уже существующих твердых минеральных образований), постольку в нем уже на стадии его образования формируются упругие деформации, которые будут зависеть от ориентации кристалла. В силу этого идее минимума внутренней упругой энергии новой фазы более подходит гипотеза Рамберга [Ramberg, 1952], считавшего, что направление самого быстрого роста кристаллов определяется направлением напряжения наименьшего девиаторного сжатия.

Условия термодинамического равновесия. Обычно возможность прохождения метаморфических реакций связывается с оценкой условий термодинамического равновесия старой и новой фаз. При определении термодинамического равновесия считается, что критические параметры метаморфических превращений определяются давлением *p* и температурой *T*. Реакция химического превращения осуществляется, когда новое минеральное состояние является энергетически более выгодным, т.е. в существующих условиях требует меньшей внутренней энергии. Известна запись химического потенциала по Гиббсу [Gibbs, 1906]:

$$G = pV_k - TS_k, \tag{3.42}$$

где S_k — энтропия, V_k — молярный объем k-го минерального состояния. Первое слагаемое в (5.42) определяет механическую энергию, накопленную в упругих деформациях изменения объема, а второе — тепловую.

Однако механическая энергия определяется не только работой сил всестороннего давления, но и девиаторными напряжениями и деформациями. Поэтому запись химического потенциала следует расширить, добавив в (5.42), так же как это было сделано при определении скорости рождения центров кристаллизации новой фазы, работу девиаторных напряжений:

$$G = pV_k - TS_k + 0.5s_{ij}\varepsilon_{ij}V_k.$$
(5.43)

Как показали исследования природных напряжений в земной коре (особенно в верхних ее частях), энергия упругих деформаций, связанная с формоизменением и обусловленная действием девиаторных напряжений, имеет практически тот же порядок, что и энергия упругого изменения объема. Поэтому непонятно, почему в соответствии с походом, развиваемым в работах [Коржинский, 1973; Винклер, 1979; Маракушев, 1973], при записи равновесных состояний (5.43) необходимо учитывать только работу сил, связанную с изменением объемов кристаллов, и не учитывать работу сил, направленную на изменение их форм. Таким образом, оба подхода по оценке возможности осуществления метаморфических реакций (здесь нас, прежде всего, интересуют реакции дегидратации) в качестве определяющих факторов должны содержать девиаторные напряжения.

5.3.4. Модель процесса хрупкого разрушения и области метастабильного состояния

Выполненный выше анализ показывает, что в шовных зонах разломов может развиваться структурно-вещественная неоднородность, обусловленная разной стадией процесса деформационного преобразования вещества. Здесь, прежде всего, следует выделить области реликтового деформационно-минерального состояния, свойства которых обусловлены предыдущими этапами развития разломной зоны, имеющими невысокую степень дилатансионной активности (верхний левый сектор на рис. 5.31, *в*, *г*). Вблизи и внутри этих областей формируются узкие по ширине участки, испытавшие на исследуемой стадии процесса локализацию сдвиговых деформаций и обусловленную ими высокую степень дилатансионного процесса локализацию свянствия.

Эти области, наиболее генетически связанные с данным этапом развития шовной зоны, можно разделить на три типа. К первому типу следует отнести области, в которых степень диспергированности повышенная, но незначительно, размер зерен меньше обычного, и поэтому процесс дегидратации здесь еще не достаточно развился. Это упрочненные области — жесткие включения, так как здесь пониженные кулоновы напряжения при относительно высоком уровне напряжений и пониженном флюидном давлении (нижний правый сектор рис. 5.31, *в*, *г*). Второй тип отвечает областям с высокой степенью диспергированности среды, обусловливающей активный ход реакции дегидратации. Здесь флюидное давление высокое. Это области мягких включений с повышенным значением кулоновых напряжений при средней интенсивности уровня напряжений (средний сектор на рис. 5.31, *в*, *г*). Здесь могут про-
исходить интенсивные сдвиговые деформации посредством криппа. Третий тип – области монолитизации, в которых происходит увеличение размера зерен за счет спекания и прессования.

В процессе осуществления сверхбыстрой реакции дегидратации в одном из жестких включений происходит локализация пластическими и квазипластическими (за счет микроразрывов) деформациями, и возникший кинетический импульс может привести к хрупкому разрушению близлежащей упрочненной, энергетически насыщенной области. Если этот процесс хрупкого разрушения будет подхвачен и в соседних упрочненных областях, то это может вызвать возникновение протяженного сейсмического разрыва. Формирование такого протяженного разрыва через области разной эффективности энергетической разгрузки — области мягких и жестких включений (см. рис. 5.31, *в*, *г*) — в определенном смысле подобен процессу неустойчивого скольжения в модели очага stick-slip.

Другим вариантом продолжения процесса разрушения одного из жестких включений может быть прекращение развития разрыва при его внедрении в прочную или, наоборот, менее прочную, но более пластическую (мягкое включение) область большого объема. Неустойчивость развития процесса разрушения, обусловленная пространственной неоднородностью разломных зон, определяет эти участки как зоны метастабильного состояния. Заметим, что многие факторы, используемые в качестве физических предвестников землетрясения (аномалии электромагнитных полей, изменение электрического потенциала и электропроводности), в обеих ситуациях развития процесса разрушения могут проявляться одинаковым образом.

Невысокий уровень девиаторных напряжений, существующих в разломных зонах, позволяет предположить, что явление хрупкого разрушения, порождающее землетрясение, является исключительным событием в жизни разлома. Разлом может находиться в стабильном состоянии при подобном уровне напряжений длительное время. Вывод разлома из стабильного состояния и перевод его отдельных участков в метастабильное состояние осуществляется не столько за счет повышения уровня напряжений, сколько за счет падения его прочности, основной причиной чего служат внутренние структурно-вещественные процессы, происходящие в активных разломах.

Таким образом, для объяснения процесса подготовки очага землетрясений фактически предлагается объединить идеи ДД- и ФМГ-моделей в рамках новой дилатансионно-флюидной метаморфогенной модели, включающей следующие основные элементы: 1) дилатансионное разрыхление и автодиспергацию среды в присутствии флюида в узких зонах скольжения; 2) сверхбыстрый процесс дегидратации сильнодиспергированных участков разломов, создающий аномально высокое давление флюида; 3) неоднородность давления флюида в зонах разлома, формирующее в кулоновой среде области разной эффективной прочности; 4) мозаичное строение разломной зоны в виде областей мягких и жестких включений, определяющее случайный характер развития хрупкого разрушения и, в конечном счете, метастабильность области подготовки очага.

Различные стадии развития процесса подготовки хрупкого разрушения контролируются физическими параметрами, связанными с шаровой (давление) и девиаторной частями тензора напряжений, а также величиной флюидного давления. Использование метода катакластического анализа позволяет определять участки земной коры с различным типом напряженного состояния и, следовательно, с различным характером и стадией развития хрупкого разрушения, выделяя тем самым области, близкие к метастабильному состоянию.

5.4. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕЩИНОВАТЫХ МАССИВОВ

При оценке характера распределения напряжений в земной коре и литосфере на основе решения прямых задач геомеханики (краевые задачи) определяющую роль играют механические характеристики горных пород. В настоящее время общепринятой является зависимость реологической модели среды, выбираемой при решении этих задач, от характера исследуемого деформационного процесса. Для верхних слоев литосферы, сохраняющих способность к хрупкому разрушению и имеющих дефекты в виде частично залеченных разрывов, осреднение механических свойств горных пород, осуществляемое для разных масштабных уровней, приводит к необходимости учета вклада в тензор остаточных деформаций помимо истинно пластических также и квазипластических (трещинных) деформаций. В силу этого параметры механических свойств и прочности массивов горных пород для масштабного уровня осреднения, существенно превышающего линейный размер кристаллов и агрегатов, могут отличаться от механических свойств и прочности образцов горных пород на сколько угодно большие величины.

Обычно говорят об определенной схожести квазипластического течения трещиноватых горных пород с пластическим поведением материалов, ограничивая учет масштабного фактора поправками в параметрах, характеризующих механические свойства и прочность горных пород [Lavier, et al., 2000; и др.]. Однако при всей схожести этих процессов имеется ряд существенных особенностей, которые нельзя учесть простым изменением определяющих параметров уравнений состояния. Несмотря на появившееся в последнее время большое число работ по численному и аналитическому решению краевых задач механики применительно к проблемам расчета напряжений, действующих в хрупкой части земной коры, до сих пор не выполнялся анализ этих особенностей квазипластического течения трещиноватых горных пород и следующих из него возможных законов взаимосвязи тензора напряжений и приращений квазипластических деформаций.

5.4.1. Условия континуальной текучести

Условие текучести, пластический потенциал и уравнения состояния. Из теории пластичности известно, что характер связи между тензорами напряжений и приращений пластических деформаций определяется выбором критерия текучести, определяющего предельные напряжения при переходе от чисто упругого к упругопластическому деформированию (см. раздел 1.13). Фактически для построения уравнений состояния для пластической стадии леформирования необходимо знать форму поверхности текучести (поверхности нагружения) и пластического потенциала, которые определяют вид функций текучести и пластического потенциала в выраже-

нии (1.72), связывающем компоненты тензоров напряжений и приращений пластических деформаций. Форму этих поверхностей можно получить экспериментальным путем и на основе модельных представлений, в которых необходимо учесть главные особенности квазипластического деформирования трещиноватых горных пород.

В теории пластичности металлов существует большое число работ, посвященных разработке критериев текучести, зависящих только от второго и третьего инвариантов тензора напряжений | Lode, 1926; Хилл, 1956; Бриджмен, 1955; Тимошенко, 1957; Макклинток, Аргон, 1970; и др.]. Изучение характера деформирования твердых тел после достижения предела упругости с условием Кулона (иногда его называют критерием Кулона-Навье) или его аналогов рассматривалось в основном в механике грунтов и оснований фундаментов [Terzaghi, 1943; Drucker, Prager, 1952; Rascoe, Burland, 1968; и др.]. В этих и последующих работах изучалось поведение образцов горных пород в условиях трехосного нагружения. Создан ряд континуальных теорий, характеризующих пластическое деформирование образцов пород, в рамках которых были развиты критерии предельного состояния кулоновых сред [Schofield, Wroth, 1968; Roscoe, Burland, 1968; Lade, Duncan, 1977; Anandarajah, Dafalias, 1985; Banerjee, Yousif, 1986; Dafalias, 1986; Whittle, 1992; Crouch, Wolf, 1995; и др.]. В этих теориях в отличие от работ Дж. Байерли и др., представленных в главе 1 и посвященных изучению хрупкого разрушения, проявляющегося в формировании трещин скола, исследовалось пластическое течение, в основе которого на микроуровне лежит скольжение по совокупности микротрещин и микродефектов на границах зерен и внутри матрицы, а также по дислокациям в самих зернах и кристаллах.

Однако все эти работы имеют достаточно отдаленное приложение к механике деформирования больших массивов горных пород, поскольку в них не разделены механизмы формирования внутрикристаллических дислокаций и трещин существенно большего линейного масштаба. Следует отметить, что в настоящее время в механике грунтов на основе радиографических и других методов "просвечивания" образцов переходят к изучению роли простых сдвигов, формирующих пластическое течение кулоновых сред [Vermeer, 1990; Cotecchia, Chandler, 1997].

Взаимосвязь критериев хрупкого разрушения и континуальной текучести для трещиноватой среды. Существует некоторая схожесть основных положений развиваемой в настоящей главе теории квазипластического течения трещиноватых массивов горных пород с положениями теории скольжения Батдорфа Будянского [Батдорф, Будянский, 1961]. В основе обеих теорий лежит рассмотрение трещины на микроуровне в качестве первоисточника накогления остаточных деформаций. Предполагается хаотичное по ориентации распределение трещин и некоторое предельное напряжение, которого следует достичь на их поверхностях для осуществления дизъюнктивных деформаций. Однако если в теории скольжения предельные напряжения на микроскопическом уровне связывают с величиной касательных напряжений на поверхности дислокации, то в теории квазипластического деформирования трещиноватых горных массивов в качестве предельного условия следует использовать критерий Кулона, который дополняется положением о наличии дефектов в виде поверхностей пониженной прочности с различающейся величиной поверхностного сцепления. Разным является и масштаб исследуемых явлений. Если в теории пластичности континуальные представления макроскопического уровня являются результатом осреднения разрывных смещений, происходящих на микроскопическом уровне, то масштабу исследуемых тектонических полей напряжений мегаскопического уровня может отвечать достаточно широкий диапазон масштабов осреднения — от первых метров до десятков километров.

В главе 1 в трехмерном пространстве главных напряжений приводился вид поверхности текучести, отвечающий условию Геста—Прандля, в виде шестиугольной пирамиды с тремя осями симметрии (см. рис. 1.14, *б*, *в*). Как показал Р. Хилл [1956], вид этой поверхности совпалает с видом поверхности, отвечающей критерию хрупкого разрушения для критерия Кулона. Таким образом, полоса разрушения, показанная на диаграмме Мора (см. рис. 1.27), в девиаторной плоскости трехмерного пространства трех главных напряжений представляет собой область, заключенную между двумя подобными шестиугольниками (рис. 5.33).

Задача геомеханики состоит в построении условий континуальной текучести для материала, квазипластическое деформирование которого происходит за счет множества существующих хрупких разрывов, т.е. материала с условиями хрупкого поведения (см. рис. 5.33). Получение таких условий текучести возможно путем экспериментальных наблюдений за деформациями крупных (первые метры) образцов горных пород, в которых заранее создается множество разноориентированных разрывов.

В настоящее время существуют болышие прессы (филиал Института физики Земли в г. Троицке) [Соболев, Кольцов, 1988; Соболев, 1993], способные создать нагрузку до 50 000 т. На этих прессах в основном изучают процесс хрупкого разрушения в связи с проблемами исследования очаговой области землетрясения. Другой путь построения условий текучести трещиноватой среды — теоретический анализ, подобный тому, что был выполнен при создании теории скольжения в рамках дислокационной теории пластичности [Батдорф, Будянский, 1961].



Рис. 5.33. Сечение девиаторной плоскостью шестигранных конусов минимального сопротивления сухого трения и внутренней прочности горных пород в пространстве главных напряжений

Сложность теоретического анализа состоит в том, что каждый акт хрупкого разрушения — смещения по поверхности сколовой трещины — приводит к сбросу напряжений в окрестности разрыва (область упругой разгрузки) после достижения предельными напряжениями (кулоновыми напряжениями) некоторых пиковых значений. Восстановление прежнего уровня напряжений происходит лишь после некоторого интервала времени путем последующей дозагрузки объема. В рамках теории хрупкого разрушения изначально трещиноватого массива критерии прочности связываются именно с пиковыми значениями тензора напряжений в массивах горных пород, которые существуют достаточно короткие периоды времени. В рамках континуальной теории квазипластического течения необходимо установить связи между средними по объему и по времени напряжениями и квазипластическими деформациями. В силу этого обстоятельства необходимо перейти от тензора напряжений, отвечающего моменту времени хрупкого разрушения, и тензора напряжений, возникшего после акта хрупкого разрушения, к тензору средних по времени континуальных напряжений.

Три стадии квазипластического течения. Выполним анализ характера квазипластического течения трещиноватых горных пород, соответствующего трем основным этапам:

1) начальному этапу, соответствующему переходу от чисто упругого деформирования к квазипластическому течению. Активизируются существующие трещины с ориентацией, близкой к ориентации плоскости, отвечающей углу поверхностного трения, и с нулевым значением поверхностного сцепления τ_s (трение на бортах разрывов минимальное);

2) этапу активного трещинного деформирования, на котором образование новых разрывов еще невозможно, но плоскости активизирующихся разрывов уже могут существенно отклоняться от плоскости, отвечающей углу поверхностного трения, а значение поверхностного сцепления может быть отлично от нуля 0 ≤ τ.;

3) этапу максимальной интенсивности квазипластического течения, отвечающему стадии формирования новых сколовых трещин и разрывов с ориентацией, соответствующей углу скалывания массивов горных пород. На этом этапе имеет место максимально возможная вариация ориентации плоскостей активизирующихся разрывов. Заметим, что возможность формирования новых разрывов на этом этапе не означает потери несущей способности массива.

На рис. 5.34 графически изображены напряженные состояния для трех этапов в случае нагружения при постоянном значении эффективных нормальных напряжений на площадках действия максимальных касательных напряжений ($\sigma_0^* = \text{const}$). Полоса хрупкого разрушения проведена для общего случая, когда коэффициент внутреннего трения k_f не равен коэффициенту статического трения k_s . Критериями осуществления первого и третьего этапов являются условия:

$$\tau_n + k_s \left(\sigma_{nn} + p_{fl} \right) = 0, \quad \tau_n + k_f \left(\sigma_{nn} + p_{fl} \right) = \tau_f.$$
(5.43)

Второй этап является промежуточным, и условия, определяющие его осуществление, представляют собой неравенства, которые могут быть получены из выражений (5.43).





Начальный этап квазипластического течения. Вполне очевидно, что квазипластическое течение начального этапа и этапа максимальной интенсивности обладают различными свойствами. Для первого, начального, этапа, когда большой круг Мора только касается или немного пересекает линию минимального сопротивления сухого трения (см. рис. 5.34), возможна лишь активизация уже существующих трещин и разрывов; при этом характерным является существование субпараллельной сопряженной системы активных сколов с ориентацией, отвечающей углу поверхностного трения. Плоскости активизирующихся трещин содержат в себе ось промежуточного главного напряжений на угол $0.5\varphi_s = 0.5 \operatorname{arctg} k_s$ в сторону оси максимального девиаторного сжатия. Таким образом, независимо от вида тензора напряжений, вызывающего смещения по такой сопряженной системе трещин, тензор остаточных квазипластических деформаций для этой стадии близок к чистому сдвигу, а его главные оси совпадают с главными осями тензора напряжений.

В девиаторной плоскости, построенной в пространстве трех главных напряжений, вектор напряжений для всех видов тензора, кроме $\mu_{\sigma} = 0$ (чистый сдвиг), не будет совпадать с вектором приращений квазипластических деформаций (рис. 5.35). В сечении этой плоскостью вид поверхности пластического потенциала, отвечающего данной стадии квазипластического течения, подобен правильному шестиугольнику (вектора напряжений ортогональны граням этого шестигранника).

При определении вида поверхности текучести, отвечающей начальному этапу квазипластического деформирования (точка *A* на рис. 5.36), будем так же, как это было сделано в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001], считать, что среднее напряженное состояние для области разгрузки, сформировавшейся в окрестности разрыва (характерный размер области разгрузки – 1–2 длины разрыва), есть конечное напряженное состояние (σ_i^l , *i* = 1, 2, 3), которое можно разбить на два состояния (см. рис. 2.18). Одно из состояний представляет собой начальное напряженное состояние (σ_i^0 , *i* = 1, 2, 3), действовавшее до активизации разрыва, а второе – дополнительное состояние чистого сдвига с площадкой максимальных касательных напряжений, совпадающей с плоскостью разрыва. Будем приближенно считать, что величина этих касательных напряжений равна величине касательных напряжений $\Delta \tau_n$, сброшенных на разрыве.



Рис. 5.35. Сечение девиаторной плоскостью поверхности минимального сопротивления сухого трения (1), поверхности разгрузки (2) и поверхности начала текучести (3) в трехмерном пространстве главных напряжений. Затемненный правильный шестиугольник соответствует поверхности пластического потенциала для начальной стадии текучести. Стрелки– вектора приращений квазипластических деформаций. Пояснения см. в тексте







Рис. 5.36. Круги Мора для случая достижения минимального сопротивления сухого трения и разгрузки (пунктир) за счет трещины сдвига для случаев: одноосного сжатия (*a*), чистого сдвига (*в*) и одноосного растяжения (*б*)

Использование данных о напряжениях для решения фундаментальных и прикладных задач

Рассчитав, как зависят параметры конечного напряженного состояния от параметров начального состояния, можно построить в трехмерном пространстве напряжений, граничную поверхность, отвечающую средним напряжениям этих двух состояний, которая и будет является критерием континуальной текучести данной стадии квазипластического деформирования.

Поскольку дополнительное напряженное состояние является возмущенным напряженным состоянием, возникшим после сдвигового смещения бортов разрыва, то, как это известно из решения задач теории разрушения [Осокина, Фридман, 1987], нормальные к плоскости разрыва напряжения не изменяются, не изменяется также и величина всестороннего давления, среднего для области упругой разгрузки:

$$\sigma_{nn}^{0} = \sigma_{nn}^{1}, \quad p^{0} = p^{1} = p.$$
(5.44)

Данное положение определяет, что дополнительное состояние является состоянием чистого сдвига. Считая, что в результате активизации разрыва не изменяется и величина давления флюида *p_n*, находим:

$$p^{*0} = p^{*1} = p^*, \quad \sigma_{nn}^{*0} = \sigma_{nn}^{*1}.$$
 (5.45)

Тогда, используя для расчета сбрасываемых на разрыве напряжений выражения (5.5) и (3.31), получим

$$\Delta \tau_n = \left(k_x - k_k\right) \left[p^* - \tau^0 \left(\cos 2\alpha^0 - \mu_\sigma^0 / 3\right)\right].$$
(5.46)

где α^0 — угол между осью σ_1^0 и вектором *n* (нормаль к разрыву) до активизации разрыва (см. рис. 2.18). Заметим, что для исследуемой стадии квазипластического течения $2\alpha^0 = 90 - \varphi_c$ (ctg $2\alpha^0 = k_c$).

Используя первое выражение из (5.43) и условия (5.45), выразим величину эффективного давления *p*⁺ через величину максимальных касательных напряжений и коэффициент Лоде—Надаи для начального состояния

$$p^{*} = \tau^{0} \left(\sec 2\alpha^{0} - \mu_{\sigma}^{0} / 3 \right).$$
 (5.47)

Согласно (5.47), величины эффективного давления и максимальных касательных напряжений, отвечающие стадии начала активизации, связаны друг с другом. Их отношение зависит не только от параметров прочности среды (коэффициент k_s), но и от вида тензора напряжений, определяемого величиной μ_{σ}^0 . Величина отношения p^*/τ^0 увеличивается при переходе от состояния одноосного сжатия ($\mu_{\sigma}^0 = 1$) к состоянию одноосного растяжения ($\mu_{\sigma}^0 = -1$). Подставив (5.47) в (5.46), получим

$$\Delta \tau_n = \frac{1 - k_k / k_s}{\sqrt{1 + k_s^2}} \tau^0.$$
(5.48)

Таким образом, величина сбрасываемых на разрыве напряжений не зависит от вида тензора напряжений, действовавших в момент активизации разрыва, а определяется параметрами прочности среды и величиной максимальных касательных напряжений.

Определив величину сбрасываемых на разрыве касательных напряжений, перейдем теперь, согласно схеме рис. 2.18, к определению параметров конечного напряженного состояния. Поскольку на начальной стадии квазипластического деформирования плоскости активизировавшихся разрывов субпараллельны оси промежуточного главного напряжения, точка, характеризующая вектор напряжений на площадках, параллельных разрыву, остается на большом круге Мора и для нового конечного напряженного состояния (точка *B* на рис. 5.36). Если в конечном состоянии индекс эффективного главного напряжения (напряжения с учетом флюидного давления), действующего в направлении оси промежуточного главного напряжения начального состояния, сохраняется

$$\sigma_2^{*0} = \sigma_2^{*1}, \tag{5.49}$$

то тогда из (5.49) и (1.21) следует

$$\tau^{0}\mu_{\sigma}^{0} = \tau^{1}\mu_{\sigma}^{1}, \quad i = 1, 3.$$
(5.50)

На основании выражения (1.32) находим, что в случае выполнения условий (5.45) и (5.50) центр большого круга Мора для конечного состояния не изменяет своего положения, т.е. $\sigma_o^{*0} = \sigma_o^{*1}$ (см. рис. 5.36). Если же происходит смена индекса главного напряжения, то

$$\sigma_2^{*0} = \sigma_i^{*1}, \quad i = 1, 3.$$
(5.51)

Переиндексация главных осей напряжений (см. рис. 5.36, *a*, *в*) происходит, когда вид тензора напряжений близок либо к одноосному сжатию, либо к одноосному растяжению. При этом в первом случае $\sigma_2^{*0} = \sigma_1^{*1}$, а во втором $-\sigma_2^{*0} = \sigma_3^{*1}$. В главе 2 в соответствии с подходом Ж. Хардебек [Hardebeck, Hauksson, 2001] по-

В главе 2 в соответствии с подходом Ж. Хардебек [Hardebeck, Hauksson, 2001] показано, как по данным о величине сброшенных напряжений $\Delta \tau_n$ и углу α^0 между нормалью к плоскости разрыва и осью σ_1^0 определить величины средних для области максимальных касательных напряжений конечного напряженного состояния. Воспользуемся выражением (2.41) и выразим максимальное касательное напряжение конечного состояния через величины τ^0 и $\Delta \tau_n$:

$$\tau^{1} = \tau^{0} \sqrt{1 - 2(\Delta \tau_{n} / \tau^{0}) \sin 2\alpha^{0} + (\Delta \tau_{n} / \tau^{0})^{2}}.$$
(5.52)

Замечаем из (5.48), что для значений $k_s = 0.5$ и $k_k = 0.4$ отношение $\Delta \tau_n / \tau^0 \approx 0.16$. Используя малое значение отношения $\Delta \tau_n / \tau^0$ по сравнению с единицей, заменим (5.52) приближенным выражением Использование данных о напряжениях для решения фундаментальных и прикладных задач

$$\tau^{1} \approx \tau^{0} \left(1 - \frac{1 - k_{k} / k_{s}}{1 + k_{s}^{2}} \right).$$
(5.53)

Используя (5.50) и (5.53), определим значение коэффициента Лоде-Надаи для конечного состояния

$$\mu_{\sigma}^{1} = \mu_{\sigma}^{0} \left(1 - \frac{1 - k_{k} / k_{s}}{1 + k_{s}^{2}} \right)^{-1}.$$
(5.54)

Для $k_s = 0.5$ и $k_k = 0.4$ значения максимальных касательных напряжений и коэффициента Лоде—Надаи конечного состояния составят соответственно $\tau^1 \approx 0.84\tau^0$ и $\mu_{\sigma}^1 = 1.19\mu_{\sigma}^0$. Из (5.54) следует, что если после активизации разрыва не происходит переиндексации, то вид тензора напряжений для конечного состояния всегда смещается в сторону одноосного напряженного состояния (сжатие или растяжение в зависимости от знака коэффициента Лоде—Надаи исходного состояния). Если исходное состояние было близко к одноосному сжатию или растяжению, то может произойти переиндексация соответствующих осей главных напряжений (для выбранных выше значений коэффициентов k_s и k_k переиндексация происходит при $\mu_{\sigma}^0 = \pm 0.84$), но вид тензора конечного состояния при этом все равно останется вблизи одноосного состояния.

Подставив два последние выражения для τ^1 и μ_{σ}^0 в выражение для октаэдрических напряжений (1.23б), для начальных состояний $-0.84 \leq \mu_{\sigma}^0 \leq 0.84$ находим

$$τ_0^1 ≈ τ_0^0 \sqrt{\frac{3f^2 + (\mu_\sigma^0)^2}{3 + (\mu_\sigma^0)^2}} \quad \text{для} \quad f = 1 - \frac{1 - k_k / k_s}{1 + k_s^2} < 1.$$
(5.55)

На рис. 5.35 в плоскости девиаторных напряжений конечное состояние — поверхность разгрузки — показано пунктирной линией. Интересующее нас, с точки зрения континуальной теории упругости, среднее по времени напряженное состояние представлено на этом рисунке шестиугольником (штрих-пунктир), грани которого равноудалены от граней шестиугольников начального и конечных состояний. Этот шестиугольник можно рассматривать в качестве поверхности нагружения для стадии, когда начинают активизироваться ранее существовавшие разрывы, имеющие на своей поверхности минимальное сопротивление сухого трения ($\tau_s = 0$).

Следует отметить еще одну важную особенность. Предположим, что процесс дозагрузки после активизации разрывов происходит в соответствии с видом тензора напряжений начального состояния ($\Delta \mu_{\sigma} = \mu_{\sigma}^{0}$). Тогда многоактный (i > 1) процесс нагружения и разгрузки в результате сброса напряжений на разрывах может быть представлен траекторией в виде ломаных линий между поверхностью начального состояния (поверхность сопротивления с минимальным сухим трением) и поверхностью разгрузки (см. рис. 5.35). При этом пока модуль μ_{σ}^{i} не превосходит критического значения ($-0.84 \le \mu_{\sigma}^{i} \le 0.84$) происходит последовательное смещение вида тензора напряжений в сторону одноосного сжатия ($\mu_{\sigma}^{0} > 0$) или растяжения ($\mu_{\sigma}^{0} < 0$). Если

13 Ребецкий Ю. Л

значение модуля μ_{σ}^{0} изначально превосходило критическое значение или если это критическое значение было преодолено в ходе многоактного нагружения и разгрузки, то в дальнейшем наблюдается колебание значений μ_{σ}^{i} около ±1.

Таким образом, выполненный анализ показывает, что для начальной стадии квазипластического деформирования трещиноватых горных пород в трехмерном пространстве главных напряжений поверхность текучести (нагружения) представляет собой неравноугольный шеститранник. Вектора приращений квазипластических деформаций не ортогональны поверхности нагружения и не параллельны векторам напряжений — стрелки на рис. 5.35. В целом механические свойства горных пород для этого этапа являются анизотропными, а характер квазипластического течения отвечает *неассоциированному закону*.

Второй этап квазипластического течения. С повышением интенсивности напряженного состояния сектор большого круга Мора, пересекающий линию минимального сопротивления сухого трения, постепенно увеличивается (большой круг Мора среднего радиуса на рис. 5.34), а это означает, что возрастает разброс в ориентации существующих разрывов, для которых будет выполняться условие (1.95). Подобный разброс в ориентации активизирующихся разрывов существенно изменяет характер квазипластического деформирования.

На рис. 5.37, *а* показано, что для тензора, близкого к одноосному растяжению, плоскости активизирующихся трещин могут формировать замкнутый конус трещиноватости (линия минимального сопротивления сухого трения лежит ниже линии, соединяющей вершины большого и среднего кругов Мора). В то же время для тензора, близкого к одноосному сжатию (рис. 5.37, *б*), формирование подобного конуса происходить не может. Это означает, что в первом случае тензор приращений квазипластических (трещинных) деформаций будет близок к одноосному удлинению, а во втором — продолжать находиться вблизи чистого сдвига. Следовательно, на плоскости девиаторных напряжений вблизи одноосного растяжения вектора напряжений и приращений квазигластических деформаций будут стремиться стать паралельными. При одноосном растяжении механические свойства горного массива близки к изотропным, а для других видов тензора напряжений остаются анизотропными.



Рис. 5.37. Круги Мора при превышении значений минимального сопротивления сухого трения на площадках скалывания для случаев: одноосного растяжения (*a*) и одноосного сжатия (*б*). Пунктиром объединены точки, отвечающие площадкам, наклоненным под 45° к осям σ_1 и σ_3

Рис. 5.38. Круги Мора для случая двухактной разгрузки по плоскостям скалывания при начальном тензоре напряжений, отвечающем одноосному растяжению. Пояснения в тексте



371

Для вида тензора, близкого к одноосному растяжению, после активизации одного из разрывов и сброса напряжений произойдет переиндексация осей главных напряжений так, как это показано на рис. 5.38 (начальное состояние — круги Мора в виде сплошных линий). При этом новое напряженное состояние (круги Мора в виде длиннопунктирных линий) может остаться в закритической стадии, что позволит активизироваться и сбросить часть напряжений разрывам с ориентацией, существенно отличающейся от ориентации первого разрыва. Конечное состояние на рис. 5.38 определяет большой круг Мора в виде короткопунктирных линий.

Подобная двухактная разгрузка будет приводить к сбросу напряжений большей величины, что должно отразиться в более сглаженном вблизи одноосного растяжения контуре шестиугольника (рис. 5.39), получаемого при сечении конической поверхности нагружения девиаторной плоскостью напряжений. Возможно, что в каких-то случаях поверхность нагружения вблизи одноосного растяжения становится вогнутой внутрь [Поль, 1976].

При еще более высокой интенсивности напряженного состояния линия минимального сопротивления сухого трения оказывается ниже линий, соединяющих вершину большого круга Мора с вершинами обоих малых кругов, как в случае одноосного растяжения, так в случае одноосного сжатия (рис. 5.40). Это означает, что и в случае одноосного сжатия начинают наблюдаться эффекты, ранее рассмотренные для одноосного растяжения. Поверхность нагружения, расширяясь, постепенно преобразуется в конический треугольник (рис. 5.39), сечение которого в девиаторной плоскости напряжений подобно треугольнику с закругленными углами, изображенному на рис. 1.17 [Lade, Duncan, 1977].

Начиная с некоторого момента повышения интенсивности напряженного состояния на девиаторной плоскости напряжений, вектор приращений квазипластических (трещинных) деформаций будет стремиться стать параллельным вектору напряжений уже и вблизи одноосного сжатия (рис. 5.41). Механические свойства массива начинают становиться все более изотропными для всех возможных значений вида тензора напряжений.

Третий этап квазипластического течения. Когда большой круг Мора касается линии предела прочности данного масштабного уровня, квазипластическое течение становится неустойчивым и может рассматриваться как предельное перед разрушением (большой круг Мора наибольшего радиуса на рис. 5.34). Для этой стадии акти-

13.



Рис. 5.39. Сечение девиаторной плоскостью поверхности текучести (нагружения) в трехмерном пространстве главных напряжений для трех этапов квазипластического течения. Здесь также показаны сечения поверхности минимального сопротивления сухого трения (1) и поверхность внутренней прочности (2). Пояснения см. в тексте



Рис. 5.40. Круги Мора для случаев напряженных состояний, близких к пределу внутренней прочности горных пород: *a* — одноосное растяжение, *б* — одноосное сжатие Пунктиром объединены точки, отвечающие площадкам, наклоненным под 45° к осям *σ*₁ и *σ*₃



Рис. 5.41. Сечение девиаторной плоскостью цилиндрических поверхностей пластического потенциала в трехмерном пространстве главных напряжений для трех этапов квазипластического течения. Стрелки — вектора квазипластических деформаций

визируется максимально возможное число ранее существовавших разноориентированных разрывов и трещин. Квазипластическое течение горных пород на этой стадии максимально приближено к пластическому течению, осуществляемому на микроуровне на множестве контактов между зернами, гранулами и агрегатами вещества горных пород, и организуется таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность диссипации внутренней упругой энергии. На этой, завершающей стадии квазипластическое течение происходит в соответствии с ассоциированным законом для достаточно широкого диапазона µ_a.

Наличие уже четырех одновременно активизирующихся сколов, плоскости которых имеют достаточно разную ориентацию, позволяет подобрать направления скольжения, удовлетворяющие формированию тензора остаточных деформаций, подобного тензору напряжений. Из этого положения следует система уравнений:

$$\Delta e_{ij}^{p} = \frac{\Delta \gamma}{2} \sum_{\alpha=1,4} (n_{i}^{\alpha} s_{j}^{\alpha} + n_{j}^{\alpha} s_{i}^{\alpha}) = 0 \quad \text{при} \ i \ j \neq 1, 2, 3;$$

$$\frac{3 \sum_{\alpha=1,4} n_{2}^{\alpha} s_{2}^{\alpha}}{\sum_{\alpha=1,4} n_{1}^{\alpha} s_{1}^{\alpha} - \sum_{\alpha=1,4} n_{3}^{\alpha} s_{3}^{\alpha}} = \mu_{\sigma}.$$
(5.56)

Здесь n_i^{α} и s_i^{α} — направляющие косинусы нормали к плоскости разрыва и вектора подвижки. Первые три уравнения в (5.56) являются следствием колинеарности осей главных напряжений и приращений квазипластических деформаций, а последнее — следствием подобия эллипсоидов напряжений и приращений квазипластических деформаций. Достаточно просто показать, что эти направления скольжения не будут совпадать с направлениями касательных напряжений, действующих на плоскостях сколов [Wallace, 1951; Bott, 1959]. Заметим также, что из подобия тензоров напряжений и приращений квазипластических деформаций прямо вытекает стабильность режима деформирования для относительно длительных периодов простого режима нагружения.

Этому этапу деформирования соответствует поверхность нагружения в виде конического треугольника со сглаженными углами (см. рис. 5.39); поэтому в качестве критерия текучести может быть выбран критерий типа Лоде—Дункан (1.75) [Crouch, Wolf, 1992; Whittle, 1992], определяющий зависимость предельного состояния от первого и третьего инвариантов тензора напряжений:

$$\Psi = I_1^3 + \kappa I_3. \tag{5.57}$$

Здесь I_1 и I_3 — первый и третий инварианты тензора напряжений, а коэффициент к зависит от параметров прочности горных пород. Поверхность пластического потенциала для этой стадии нагружения будет представлять собой конус вращения (см. рис. 5.41), а выражение, определяющее функцию пластического потенциала, будет иметь вид

$$Q = I_2(D_{\sigma}) \tag{5.58}$$

где $I_2(D_{\alpha})$ — второй инвариант девиатора напряжений.

Выполненный анализ показывает сложный характер квазипластического течения трещиноватых массивов горных пород в сравнении с грунтами и породами, исследуемыми в рамках механики грунтов, где обычно принято считать закон текучести неизменным в процессе нагружения. В горных породах в процессе развития в них квазипластического течения происходит изменение характера текучести (реологическая нелинейность), что предопределяет различные режимы деформирования на разных стадиях этого процесса.

5.4.2. Диаграмма нагружения и разгрузки

В теории пластичности модель упрочняющегося упругопластического тела соответствует среде, для которой поверхность текучести изменяется в процессе нагружения за пределом упругости (см. рис. 1.12 и рис. 1.16). При этом, если после полной разгрузки, осуществляемой вдоль действующего вектора напряжения, и повторной нагрузки по тому же пути, предел упругости повышается, то говорят об упрочнении среды (нагружение, приводящее к упрочнению) [Ивлев, Быковцев, 1971], а при его понижении — о разупрочнении. Разгрузка вдоль действующего вектора на-

пряжений означает сохранение в этот период вида напряженного состояния и отношения девиаторных компонентов к шаровой составляющей тензора напряжений, т.е. происходит снижение всех компонентов напряжений пропорционально одному параметру – простая разгрузка [Ильюшин, 1948]. Фактически упрочнение определяет на диаграмме нагружения участок одновременного повышения упругих и пластических деформаций при отсутствии у материала эффекта Баушингера.

375

Однако приложение принятой в теории пластичности терминологии к анализу поверхности текучести для кулоновой среды, имеющей начальные дефекты в виде трещин, требует определенного пояснения.

Выполним исследования поведения трещиноватых массивов в ходе нагружения и разгрузки, используя в качестве критерия текучести критерий, подобный (1.89). При определенных различиях условий (1.57) и (1.89) основные свойства моделей среды, отвечающие им, одинаковые. Перепишем условие (1.89) в форме, впервые предложенной Дж. Гестом [Guest, 1900], а затем уточненной Л. Прандтлем [Prandtl, 1920]:

$$\tau + k_p \left(\sigma_0 + p_{fl}\right) - \tau_p = 0. \tag{5.59}$$

Здесь т — максимальные касательные напряжения, σ_0 — нормальные напряжения на этих же площадках (1.32), $\tau_p = \tau_s k_p / k_s$ и $k_p = k_s / \sqrt{1 + k_s^2}$ при $0 \le \tau_s \le \tau_f$ и $k_s = k_f$ Начальному этапу квазипластического течения отвечают значения τ_s близкие к нулю. При таком представлении большие круги Мора не касаются, а секут предельную линию в точке, отвечающей площадке действия максимальных касательных напряжений (рис. 5.42).

Выполним анализ способа нагружения и разгрузки, показанного на диаграмме Мора на рис. 5.43 в виде траектории точки, лежащей на большом круге Мора и отвечающей параметрам площадки действия максимальных касательных напряжений (точка σ₀ и τ на рис. 5.42). Рассмотрим в качестве примера диаграмму деформирования и разгрузки (рис. 5.44) при условии соответствия величин октаэдрических напряжений и приращений квазигластических деформаций, которые с точностью до коэффициентов равны интенсивностям напряжений и деформаций соответствуюших тензоров.

Упругопластическое деформирование без упрочнения. При построении диаграммы деформирования (см. рис. 5.44) будем считать, что скорость квазипластического деформирования является функцией текучести, или параметра упрочнения τ_p , т.е. напряженные состояния одного и того же вида ($\mu_{\sigma} = \text{const}$) и с одинаковыми значениями текучести ($\tau_p = \text{const}$) характеризуются одинаковым тензором скорости приращений квазипластических деформаций. В пространстве трех главных напряжений этому положению соотвстствует одинаковая ориентация вектора приращений квазипластических деформаций для напряженных состояний, лежащих на линии пересечения поверхности текучести с плоскостью, проходящей через октаэдрическую ось.

Упругой сталии, соответствующей на рис. 5.44 линейному отрезку *OAB*, отвечает чисто упругое поведение. Полагаем, что эта стадия характеризуется постоянным значением коэффициента μ_{σ} на отрезке *AB* и нулевым значением максимальных касательных напряжений τ на отрезке *OA*. На рис. 5.45 эта стадия нагружения завершается выходом на поверхность начала квазипластической текучести. В пространстве

λτ

0



12113

cno

A

Рис. 5.42. Диаграмма Мора в графическом представлении Геста (по:|Guest, 1900])





σ٥

Μ

Рис. 5.44. Диаграмма нагружения и разгрузки при квазипластическом деформировании трещиноватой среды



Рис. 5.45. Сечение девиаторной плоскостью в трехмерном пространстве главных напряжений поверхности начала текучести и поверхности максимальной текучести с разным значением упрочнения и пути нагружения и разгрузки в соответствии со схемой нагружения рис. 5.43. Пояснения см. в тексте

трех главных напряжений вектор *AB* является проекцией полного вектора напряжений на девиаторную плоскость, а вектор *OA* совпадает с октаэдрической осью (см. рис. 5.45).

Линия *BC* на рис. 5.44 определяет фазу квазипластического течения. Будем полагать, что на отрезке *AC* нагружение макрообъема осуществлялось только за счет увеличения значений максимальных касательных напряжений τ и изменения величины эффективного давления *p*^{*}, отвечающих условиям σ_0 , $\mu_{\sigma} = \text{const.}$ Взяв полный дифференциал в выражении (5.59) и положив $d\sigma_0 = 0$, находим взаимосвязь между приращением эффективного давления и модулем максимального касательного напряжения в процессе нагружения:

$$dp^* = -\frac{\mu_{\sigma}}{3}d\tau. \tag{5.60}$$

Из (5.60) следует, что увеличение касательных напряжений для $\mu_{\sigma} = 0$ должно сопровождаться уменьшением эффективного давления, а для $\mu_{\sigma} < 0$ — его увеличением. В состоянии чистого сдвига величина эффективного давления остается постоянной.

Значение текучести τ_p на этой стадии повышается, и, поскольку деформации макрообъема на стадии *BC* будут складываться из чисто упругих и квазипластических деформаций, одинаковое с упругой стадией приращение напряжений вызовет большие по величине деформации, что выражается в более пологом по сравнению с AB наклоне кривой BC (см. рис. 5.44). Если теперь произвести полную разгрузку девиаторных напряжений вдоль кривой нагружения (CBA на рис. 5.43 и CA_C на рис. 5.44), то легко заметить, что при повторном нагружении A_CB (см. рис. 5.44) предел упругости (точка B — начало накопления остаточных деформаций) будет достигнут при первоначальных его значениях. Таким образом, квазипластическое течение при подобном типе нагружения происходит *без упрочнения*.

Нейтральное упругопластическое нагружение. В точке *C* (см. рис. 5.44) при переходе с линии упругоквазипластического деформирования *BC* с увеличивающимся значением текучести τ_p на линию *CD* большой круг Мора сечет линию максимальной квазипластической текучести для плоскости действия максимальных касательных напряжений (см. рис. 5.42). Дальнейшее увеличение интенсивности напряженного состояния может осуществляться только при постоянном значении $\tau_p = \tau_{pf} = \tau_f / \sqrt{1 + k_s^2}$ за счет перемещения вправо круга Мора на диаграмме рис. 5.43 (от

точки *C* к точке *D*). На этой стадии (линия *CD* на рис. 5.44) также происходит увеличение области упругости на девиаторной плоскости за счет увеличения эффективного давления p^* и соответствующего ему увеличения τ (см. рис. 5.45). Будем также считать, что на отрезке *CD* нагружение осуществлялось при μ_{σ} = const. Поскольку при изменяющемся векторе напряжений соответствующая ему точка в пространстве главных напряжений (см. рис. 5.45) лежит на одной и той же поверхности текучести, то в терминах теории пластичности нагружение на данной стадии является *нейтаральным*.

Разгрузка трещиноватого массива. В случае разгрузки величина остаточных деформаций зависит от пути разгрузки. На рис. 5.43 для конечного напряженного состояния в виде точки *D* показаны три разных пути полной разгрузки. Первый путь разгрузки – *DCBA* (на рис. 5.44 разгрузка дана пунктиром) – является обратным по отношению к пути нагружения (с выполнением тех же условий, что и при нагружении), т.е. включает участок нейтрального нагружения, второй – *DGM* – осуществляется при условии σ_0 , а третий – *DO* (*DO*_D на рис. 5.44), согласно условию А.А. Илюнина [1948] (μ_{σ} = const).

Для конечного напряженного состояния в виде *C* на рис. 5.43 показаны два пути разгрузки: вдоль *CBA* (*CBA_C* на рис. 5.44) в соответствии с условиями нагружения и вдоль *CO* (*CO_C* на рис. 5.44) по А. А. Илюшину. На рис. 5.45 также показаны векторы напряжений, отвечающие выбранным путям разгрузки.

Таким образом, разгрузка трещиноватых массивов не всегда приводит к прекращению роста остаточных деформаций. Это связано с наличием нижнего порога сопротивления сухого трения существующих трещин и разломов. Поэтому при построении диаграммы деформирования при разгрузке необходимо учесть возникающие на этой стадии дополнительные остаточные деформации. На качественном уровне это можно сделать на основе введенного выше предположения о постоянстве скорости квазипластического деформирования для напряженных состояний, характеризующихся одними и теми же значениями текучести т_а и µ_а.

На диаграмме деформирования (см. рис. 5.44) видно, что для первого пути разгрузки (см. *DCBA* на рис. 5.45) остаточные деформации бо́льшие, чем для двух дру-

379

гих путей разгрузки. Для путей разгрузки *DO* и *CO* (*DO*_D и *CO*_C на рис. 5.44) остаточные деформации должны быть равны остаточным деформациям для путей разгрузки *DGM* и *CBA* (*CBA*_C на рис. 5.44) соответственно. Важными характеристиками условия текучести (5.60) являются: повышение интенсивности упругих деформаций в процессе нагружения, что отличает среду, обладающую этими свойствами, от идеально пластической; наличие пластической фазы течения при разгрузке среды; зависимость остаточных (трещинных) деформаций от пути нагружения и разгрузки.

5.4.3. Влияние вида напряженного состояния на условия нагружения

Нейтральное нагружение при постоянном значении максимального касательного напряжения. Если предположить, что при нейтральном нагружении из точки *B* к точке *G* (см. рис. 5.43) выполняется условие $\tau = \text{const}$, то после взятия полного дифференциала от выражения (5.59) находим

$$\frac{dp^*}{d\mu_{\sigma}} = -\tau / 3. \tag{5.61}$$

Интегрируя выражение (5.61), определим взаимозависимость эффективного давления и коэффициента Лоде—Надаи, отвечающего такому типу нейтрального нагружения:

$$p^{*} = p^{*0} - \tau \left(\mu_{\sigma} - \mu_{\sigma}^{0}\right) / 3, \qquad (5.62)$$

где p^{*0} , μ_{σ}^{0} — параметры исходного напряженного состояния. Поскольку величина коэффициента Лоде – Надаи μ_{σ} изменяется от +1 до -1, то очевидно, что при таком способе нагружения существуют определенные ограничения. Выражение (5.62) позволяет оценить максимально возможные изменения эффективного давления. Полагая соответственно $\mu_{\sigma}^{0} = 1$ и $\mu_{\sigma} = -1$ (при $\mu_{\sigma}^{0} > \mu_{\sigma}$ имеет место увеличение давления), находим

$$\Delta p^* = p^* - p^{*0} = 2\tau / 3. \tag{5.63}$$

Таким образом, в принятых условиях нагружения изменение коэффициента Лоде—Надаи в сторону одноосного растяжения должно сопровождаться увеличением всестороннего давления.

Заметим, что нейтральному нагружению, соответствующему $\tau = \text{const}$, на поверхности текучести в пространстве трех главных напряжений (рис. 5.45) отвечает проекция на девиаторную плоскость в виде линии *BR*.

Нейтральное нагружение при постоянном эффективном давлении. Если предположить, что при нейтральном нагружении соблюдалось условие $p^* = \text{const}$, то такое нагружение соответствует постоянному значению величины ($k_p p^* + \tau_{pf}$). Рассмотренному случаю нагружения (рис. 5.45) в пространстве главных напряжений отвечает ли-



Рис. 5.46. Диаграммы, иллюстрирующие зависимость квазипластического деформирования и кривых текучести от вариации вида напряженного состояния ($-1 \le \mu_{\sigma} \le 1$): *a* – увеличение текучести τ_{p} ; *b* – уменьшение текучести τ_{p}

ния *BR*, полностью лежащая в девиаторной плоскости вдоль поверхности текучести с $\tau_n = 0$. В этом случае, согласно (5.59), находим:

$$\frac{d\tau}{d\mu_{\sigma}} = \frac{k_{p}\tau}{3 - k_{p}\mu_{\sigma}}.$$
(5.64)

Интегрируя (5.64), получим

$$\tau = \frac{3 - k_p \mu_\sigma^0}{3 - k_q \mu_\sigma} \tau^0, \tag{5.65}$$

где τ^0 , μ^0_{σ} — параметры исходного напряженного состояния. Если исходным напряженным состоянием было одноосное сжатие ($\mu^0_{\sigma} = 1$), то изменение величины коэффициента Лоде—Надаи без переиндексации возможно только в сторону одноосного растяжения (через чистый сдвиг), что в соответствии с (5.65) сопровождается снижением величины максимальных касательных напряжений (движение по линии текучести налево). Если исходным напряженным состоянием было одноосное растяжение ($\mu^0_{\sigma} = -1$), то максимальное изменение величины коэффициента Лоде—Надаи вплоть до одноосного сжатия приведет к увеличению максимальных касательных напряжений на величину

$$\Delta \tau = \tau - \tau^0 = \frac{k_p \left(\mu_\sigma - \mu_\sigma^0\right)}{3 - k_p \mu_\sigma} \tau^0.$$
(5.66)

Если в (5.66) подставить значение для коэффициента квазипластического внутреннего трения $k_p = 0.447$ (согласно (5.61) оно отвечает значению $k_f = 0.5$), то максимально возможное увеличение касательных напряжений без увеличения эффективного давления p^* , а только за счет изменения вида напряженного состояния, можно оценить величиной, равной $\Delta \tau = \tau^0 \cdot 35\%$.

Влияние вида напряженного состояния на значение максимального сцепления активизирующихся сколов. Выявленный выше характер зависимости пути нейтрального нагружения от вида напряженного состояния, определяемого значением коэффициента Лоде—Надаи μ_{σ} , является важным свойством квазипластического течения. Однако наиболее интересным является случай, когда при сохранении постоянными компонент напряжений p^* и τ изменения значения коэффициента Лоде Надаи приводят к смене характера квазипластического деформирования. Например, происходит переход от начального этапа квазипластического деформирования (см. рис. 5.34) к переходному этапу или этапу максимальной интенсивности течения. Может также происходить разгрузка, и трещиноватая среда переходит от этапа максимальной интенсивности к этапу менее интенсивного квазипластического течения.

Положим, что новое состояние определяется следующим образом:

$$\sigma_1 = \sigma_1^0 + d\sigma, \quad \sigma_3 = \sigma_3^0 + d\sigma, \quad \mathsf{M} \quad \sigma_2 = \sigma_2^0 - 2d\sigma. \tag{5.67}$$

Здесь $d\sigma$, $d\sigma$, $2d\sigma$ — компоненты приращения главных напряжений, σ_i^0 (i = 1, 2, 3) — начальное напряженное состояние. Следует отметить, что подобное дополнительное нагружение соответствует либо одноосному сжатию ($d\sigma > 0$), либо одноосному растяжению ($d\sigma < 0$), которое добавляется к уже существующему в общем случае трехосному ($|\mu_{\sigma}| \neq 1$) напряженному состоянию. В обоих случаях нагружение (5.67) характеризуется направлением, совпадающим с осью промежуточного из главных напряжений, вдоль которого действует активное усилие. Два других направления главных напряжений следует рассматривать как реактивные, подстраивающиеся в своей ответной реакции.

В случае подобной дозагрузки, согласно (5.67), имеем

$$d\mu_{\sigma} = 3\frac{d\sigma}{\tau}.$$
(5.68)

Если взять полный дифференциал от выражения (5.59) при условии p^* , $\tau = \text{const}$, получим

$$d\tau_{\nu} = -k_{\nu}d\sigma. \tag{5.69}$$

Из выражений (5.68) и (5.69) следует, что для макрообъема, находящегося в стабильных условиях по параметрам напряженного состояния p^* и τ , изменение значений μ_{σ} может привести либо к увеличению (см. рис. 5.46, *a*), либо к уменьшению текучести τ_p и соответственно интенсивности (см. рис. 5.46, *б*) квазипластического течения.

Например, при отрицательном значении приращения $d\mu_{\sigma}$ (переход от состояния одноосного сжатия к чистому сдвигу и затем к одноосному растяжению (см. рис. 5.46, *a*)) в процесс трещинного деформирования вовлекаются сколы со все большей величиной поверхностного сцепления, происходит нагружение массива. При положительном приращении $d\mu_{\sigma}$ (переход от состояния одноосного растяжения к чистому сдвигу и затем к одноосному сжатию (см. рис. 5.46, *б*)) в процесс активиза-

ции могут вовлекаться разрывы со все меньшей величиной поверхностного сцепления, идет разгрузка массива.

При определенных условиях такое увеличение интенсивности может привести к выходу круга Мора на линию прочности ненарушенных участков горных пород, а уменьшение — к выходу круга Мора за пределы области квазипластического течения. Таким образом, изменение коэффициента Лоде — Надаи можно рассматривать как диагностический параметр, характеризующий направленность процесса квазипластического течения. Отметим, что в работах по реконструкции палеонапряжений замечено, что области, для которых наблюдалась смена фаз нагружения от одноосного сжатия до одноосного растяжения (согласно (5.68) здесь последовательно происходит смена фаз нагружения и разгрузки), являлись благоприятными для накопления месторождений ряда полезных ископаемых [Сим, 1987; Васильев, Мострюков, 2000]. Подобное нагружение способствует формированию интенсивной трещиноватости в массивах горных пород; Л.А. Сим [1987] назвала этот процесс пульсационным режимом нагружения.

5.4.4. Оценка модуля пластического сдвига

Исследование результатов практической реконструкции параметров напряженно-деформированного состояния различных участков земной коры показывает, что в достаточно большом числе случаев (порядка 75%) соблюдается условие коаксиальности девиатора напряжений и тензора приращений сейсмотектонических деформаций. Поскольку для этих макрообъемов выполняется также условие равенства коэффициентов Лоде—Надаи для напряжений и для приращений квазипластических деформаций:

$$\mu_{\sigma} = \mu_{\varepsilon}, \tag{5.70}$$

то можно использовать известное предположение Сен-Венана (цит. по: [Прагер, Ходж, 1956]) для расчета модуля пластического сдвига

$$G_{\rho} = \frac{\sigma_i}{3\Delta \varepsilon_i^{p}},\tag{5.71}$$

где σ_i и Δε^p – соответственно интенсивность тензоров напряжений и приращений квазипластических деформаций

В выражении (5.71) компоненты, необходимые для расчета интенсивности тензора напряжений σ_i , в соответствии с алгоритмом метода катакластического анализа определены после трех этапов реконструкции. Для определения интенсивности тензора приращений квазипластических деформаций можно использовать выражение, связывающее σ_i , и $\Delta \varepsilon_i^p$ с плотностью энергии Δe_e , снимаемой в макрообъеме за период времени, для которого рассчитывались параметры тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций. В случае коаксиальности тензоров напряжений и квазипластических деформаций

Использование данных о напряж	сениях для решені	я фундаментальны	х и прикладных задач	383
	P		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	

$$\Delta e_e = -\sigma_i \Delta \varepsilon_i^p. \tag{5.72}$$

Используя (5.71), из (5.72) находим

. . .

$$G_{\mu} = \frac{\sigma_i^2}{3|\Delta e_e|}.$$
(5.73)

Плотность снимаемой энергии упругих деформаций следует рассчитывать по данным полного каталога землетрясений, в который входят как землетрясения с известным механизмом очага (число событий *A*), так и землетрясения, лля которых механизмы очагов не определялись (число событий *B*). При создании выборки землетрясений из такого каталога для каждого макрообъема следует использовать принцип кумулятивности, так же, как это делалось при расчете тензора приращений сейсмотектонических деформаций.

Данные о компонентах тензора напряжений, действовавших на плоскости разрыва в очаге до и после землетрясения, являются необходимыми для оценки снимаемой энергии (5.16). Поскольку в созданной на основе полного каталога выборке землетрясений присутствуют землетрясения, для которых нет данных об их механизмах, то для расчета снятой внутренней энергии упругих деформаций предлагается использовать следующее выражение:

$$\Delta E_e = \frac{\sum_{\alpha=1}^{A+B} M_o^{\alpha}}{\sum_{\alpha=1}^{A} M_o^{\alpha}} \sum_{\alpha=1}^{A} \Delta E_e^{\alpha}.$$
(5.74)

Злесь отношение суммы сейсмических моментов всех землетрясений к сумме сейсмических моментов землетрясений с известными механизмами является весовым членом перед суммарной снимаемой энергией для землетрясений из однородной выборки, для которой производился расчет параметров тензора напряжений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящей работе исследования подчинены, с одной стороны, задаче развития методов изучения напряженно-деформированного состояния и механических свойств *природных массивов горных пород*, а с другой — анализу закономерностей распределения напряжений в земной коре сейсмоактивных областей.

Метод катакластического анализа совокупностей нарушений сплошности среды в виде сколовых трещин и разрывов является одним из группы методов, направленных на изучение природных напряжений. Однако этот метод - единственный, алгоритм которого опирается на энергетические представления механики пластичности и положения теории предельного состояния, вытекающие из развития разрушения в трещиноватых горных массивах.

Основу алгоритма расчета параметров напряженно-деформированного состояния составили подходы, следующие из ряда фундаментальных положений механики континуума и механики разрушения. Эти подходы позволили сформулировать энергетические критерии, определившие понятия обобщенных напряжений, ответственных за активизацию старых и возникновение новых разрывов, и снимаемых обобщенных деформаций, формирующихся в геосреде за счет разрывных (трещинных) смещений. В своей совокупности эти критерии характеризуют стадию установившегося квазипластического течения, для которой в процессе деформирования в течение относительно длительного времени остаются неизменными условия нагружения и напряжения, действующие в природных массивах. Эта стадия характеризуется ассоциированным законом течения, а энергетические критерии определяют максимальность рассеяния внутренней энергии, накопленной в упругих деформациях и на разрывных смещениях. Энергетические критерии позволили формализовать принципы создания однородных выборок структурно-кинематических данных о совокупностях сколов (механизмов очагов землетрясений).

В рамках созданного метода удалось показать, что ряд положений уже известных методов реконструкции напряжений (определяющие неравенства кинематического метода О.И. Гущенко и метода right dihedral Ж. Анжелье) непосредственно следует из условия уменьшения внутренней энергии после разрывных смещений. Этот факт позволил пересмотреть одно из основных положений дислокационной теории пластичности Батдорфа—Будянского о совпадении на поверхности скола направления подвижки и касательного напряжения, действовавшего здесь до ее возникновения, которое использовалось в ряде методов реконструкции тектонических напряжений. Установлено, что разрывы одного иерархического уровня влияют друг на друга. Смещения для одновременно активизирующихся близко расположенных трещин определяются не только исходным полем напряжений, но и конфигурацией разрывов.

Анализ смещений в очагах сложных землетрясений (Спитакское, Нефтегорское) показал, что они формируют тензор снимаемых деформаций, максимально приближенный по виду и ориентации главных осей к тензору напряжений, действовавших до землетрясения. Именно в этом случае достигается наиболее эффективная разрядка внутренней упругой энергии в окрестности очага землетрясения.

Определенная двойственность природы разрывных деформаций, которые, с одной стороны, являются актом разрушения, а с другой — в своей совокупности характеризуют деформационные свойства континуума, предопределяют последовательность стадий в реконструкции параметров напряженно-деформированного состояния.

На первой стадии метода катакластического анализа на основе энергетических положений континуальной механики осуществляется формирование однородных выборок СКДТ и рассчитываются параметры, характеризующие эллипсоиды напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций: ориентация главных полуосей (главных напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций) и их соотношение (коэффициент Лоде—Надаи).

Важнейшим результатом первого этапа реконструкции является формирование однородных выборок СКДТ, характеризующих квазиоднородную стадию деформирования отдельных доменов земной коры. Фактически, именно однородные выборки СКДТ позволяют сделать качественный скачок в методах реконструкции, дополняя определение ориентации главных осей тензоров напряжений и приращений сейсмотектонических деформаций оценкой величины шаровой и девиаторной компонент тензора напряжений. Здесь можно провести аналогию с лабораторными экспериментами, в которых для вычисления параметров прочности образцов хрупких горных пород необходимо иметь замеры морфологических параметров образующихся разрывных структур по отношению к нагружающим напряжениям.

На втором этапе расчетов узловым моментом для оценки современных напряжений по данным о механизмах очагов землетрясений является предложенный в работе способ определения плоскости разрыва в очаге землетрясения. Этот способ основывается на использовании в рамках теории предельных состояний критерия Кулона для выбора одной из двух нодальных плоскостей, реализованной в виде разрыва в очаге землетрясения. Согласно предложенному способу выбирается та из нодальных плоскостей, для которой достигается наибольший сброс касательных напряжений. Эффективность подобного способа выделения реализованной плоскости проверена на сильнейших землетрясениях — Спитакском 1988 г. и Шикотанском 1994 г.

Данные об ориентации осей главных напряжений, значение коэффициента Лоде—Надаи и созданные однородные выборки СКДТ являются основой для определения относительных величин напряжений (с точностью до нормировки на неизвестное значение прочности внутреннего сцепления), выполняемой на втором этапе реконструкции. Здесь используются принципы анализа напряженных состояний на диаграмме Мора, вытекающие из теории предельного состояния Кулона, уточненной положениями о возможности активизации ранее существовавших разрывов в изначально трещиноватых горных массивах.

Важно отметить, что формулировка условий разрушения природных массивов (создание новых разрывов и активизации ранее существовавших) в методе катакла-

стического анализа принимается в общем виде, отвечающем результатам экспериментов по разрушению образцов горных пород. Определяющие параметры условия Кулона считаются неизвестными. Анализ на параметрической плоскости Мора однородных выборок СКДТ для отдельных доменов и совокупностей однородных выборок СКДТ для участков земной коры, где осуществляется реконструкция напряжений, позволил разработать принципы оценки прочностных параметров природных массивов горных пород, таких как коэффициент поверхностного статического и кинематического трения.

Нахождение главного прочностного параметра — внутреннего сцепления, который может рассматриваться как эффективный, отвечающий данному масштабному уровню осреднения напряжений, и оценка самих величин напряжений, происходит на третьей стадии расчета. Для этого в случае наличия хороших сейсмологических данных (землетрясения низкого магнитудного уровня с широким распределением гипоцентров от поверхности до глубинных слоев земной коры) можно использовать условие равенства вертикальных напряжений на горизонтальных площадках весу столба вышележащих пород. Другой способ оценки — на основе данных о величине сбрасываемых напряжений рассматривается при анализе напряжений для западного фланга Зондской сейсмоактивной области и напряжений, предопределивших процесс разрушения в очаге Суматранского землетрясения 2004 г.

Использование выражения для вертикальных напряжений, действующих на горизонтальных площадках земной коры, позволяет также оценить величину флюидного давления.

Результаты исследований показали, что для разломных зон, в которых горные породы находятся в предельных условиях и где идет процесс хрупкого разрушения (землетрясения), величины эффективного всестороннего давления и максимального касательного напряжения связаны между собой. Их отношение ограничено значениями порядка 0.5–3.

Выполненные оценки внутреннего сцепления для двух участков земной коры (100 бар для Южных Курил и Японии и 50 бар для участка Сан-Фернандо разлома Сан-Андреас) показали, что оно во много раз меньше наблюдаемого в экспериментах (500—1000 бар).

Установлено, что прочность (максимальные касательные напряжения) природных массивов горных пород в областях активного тектонического режима во много раз меньше величины, ожидаемой по теоретическим данным. Так, для ряда исследованных участков земной коры Южных Курил и Японии ее распределение по глубине близко к постоянному значению и составляет 0.7–1.4 кбар.

Низкая прочность природных массивов обусловлена повышенным, по отношению к ожидаемому, поровым давлением флюида. Для исследованных участков земной коры зоны разлома Сан-Андреас и северо-западного фланга Тихоокеанской сейсмоактивной области флюидное давление намного больше гидростатического и близко к литостатическому.

Данные о величинах напряжений являются определяющими для решения ряда проблем в рамках наук о Земле. В частности, анализ динамических параметров очагов землетрясений становится осмысленным и эффективным именно в случае, когда известны величины напряжений, предшествовавших землетрясению. Анализ

Заключение

динамических параметров очагов землетрясений показал, что коэффициент эффективности сброса внутренней энергии не превышает 15—20% и соответствует участкам горных пород, находящимся в условиях низкого эффективного давления. С повышением давления и соответственно с повышением девиаторных напряжений эффективность разрядки падает, достигая в пределе 5—7%.

Эффективность рассеяния энергии в сейсмических волнах (КПД землетрясения) не превышает 65-70%, и ее максимум также связан с областями относительно низкого эффективного давления. Для областей большой величины эффективного давления и соответственно высокой интенсивности девиаторных напряжений эффективность сейсмического рассеяния энергии падает до значений 10–15%.

Другим направлением приложения данных о параметрах тектонических напряжений является сейсморайонирование территорий, результаты которого дают возможность разделять участки разломных зон по степени их подготовленности к формированию крупных землетрясений. При этом картина районирования является изменяющейся, требующей постоянного мониторинга тектонической обстановки. Детальность районирования неразрывно связана с масштабным уровнем реконструированного поля напряжений и определяется наиболее представительным диапазоном магнитуд используемого для реконструкции каталога механизмов очагов землетрясений.

Теоретический анализ свойств и особенностей квазипластического течения, развивающегося в трещиноватых средах под действием нагружения, показал, что его характер меняется в зависимости от интенсивности девиаторных компонент тензора напряжений и величины эффективного давления (с учетом флюидного давления). Ранняя стадия трещинного деформирования, в процессе которой новые разрывы не образуются, происходит за счет активизации уже существующей структуры разрывов и характеризуется анизотропными свойствами и неассоциированным законом гечения, в то время как для стадии максимальной эффективности квазипластического деформирования закон течения для широкого диапазона µ_о стремится выйти на ассоциированный. В силу этих особенностей на начальной стадии квазипластического течения выполняется только часть энергетических критериев метода катакластического анализа (критерий диссипации внутренней энергии на разрывных смещениях). Выполнение всех критериев метода катакластического анализа имеет место для предельной стадии, на которой в природных массивах наряду с активизацией ранее существовавших разрывов формируются также и новые трещины.

Результаты анализа параметров тектонических напряжений позволили сформулировать новую модель процесса подготовки очага землетрясения. На макроскопическом масштабном уровне этот процесс обусловлен действием ряда факторов: дилатансией, диспергацией и дегидратацией горных пород. Каждый из этих факторов определяет различную направленность деформационного процесса, что предопределяет мозаичную структуру области разлома, в которой происходит подготовка землетрясения. Подобная мозаичность, но уже в поле напряжений видна и на мегаскопичском масштабном уровне. Именно с неоднородностью напряжений вдоль зоны субдукции связано сильнейшее землетрясение начинающегося столетия, Суматра—Андаманское землетрясение.

М.В.Гзовский в монографии "Основы тектонофизики" [1975, с. 27] определил в качестве главных задач тектонофизики, которая является областью пересечения гео-

физики, геомеханики, геотектоники, физики очага землетрясений: "изучение механических свойств горных пород и ...усовершенствование методики полевых исследований (на базе пересмотра и развития их теоретических основ)". Он считал, что, "основываясь на знании полей напряжений и зависимости разрушения горных пород от их напряженного состояния, следует выяснять закономерности распределения разрывов в земной коре". Представленные в книге исследования следует рассматривать именно в русле этих идей М.В.Гзовского, как непосредственное продолжение его работ по изучению тектонических полей напряжений и выявлению механизмов деформирования геомассивов и участков литосферы.

ABSTRACT

Studying regularities of the spatial distribution and temporal variations of tectonic stresses is one of the most important issues in many fields of the Earth science. In geodynamics – this is a problem of explaining the formation mechanism of tectonic structures of various scale levels; in seismology – studying the mechanism of earthquake source formation at the stage, preceding to an earthquake, and development of the post-seismic relaxation process at the afterschock stage; in field geology – this is interrelation of conditions of forming fold, fracture, fault, and other deformation structures with mineral deposits. Methods of studying these regularities could be divided into methods of stress and strain field modeling (physical and mathematical modeling) and methods of experimental studying of tectonic stresses in conditions of *in situ* rock bedding.

Problems of adjacent fields of Earth sciences formulated above are joined within the framework of one science -- tectonophysics. When it was created, M.V. Gzovsky [1954] was the first who defined tectonic stresses as stresses, responsible for the formation of local and regional deformation structures in the Earth's crust and the lithosphere. In this definition, the key factors, demanding the addition of the word "tectonic" to the concept of "stresses", are the scales of the studied objects (tens of meters-tens of kilometers) and the studied objects themselves -- rock massifs. As a more common definition of the term "tectonic stresses", we should accept stresses, responsible for deformations of rather large rock massifs, which were induced by internal distributed gravitational forces or temperature deformations, or resulted from the interaction of these massifs with neighboring structural elements, i.e., from external loading along the boundaries of the studied objects. In this case, stresses, acting at the microscopic level (structures, observed through an optical or electronic microscope, such as, crystals, grains, and aggregates) and at the macroscopic level (structures, observed by the naked eye in separate rock samples) can not be considered as purely tectonic ones, because at these scale levels, the contribution of processes, related to physical-chemical transformations of the substances, to the stress state can be more significant. Note that the described above gradation of the scale levels was derived from the paper by L. Obert [1976]. He emphasized that mechanics of failure of metals and other technical materials deals with sub-microscopic, microscopic, and macroscopic scales. On the contrary, the problem of studying tectonic stresses in rock massifs relates to the mega-scopic scale of averaging (structures with linear dimensions of tens-hundreds meters to tens-hundreds kilometers).

In tectonophysics, methods are created of experimental studying (reconstruction) of parameters of tectonic stresses and seismotectonic strain increments, which use data on shear ruptures and faults (data on earthquake source mechanisms) for the analysis. In such methods, active faults and fractures should be considered as distinctive dynamometers, stress

tenso-sensors, and strainmeters, which are usually used in laboratory experiments on deformation of rock samples. Thus, methods of reconstruction of tectonic stresses of mega-scale levels are to some extent equivalent to those instruments for studying stresses and strains, which are available to experimenters in laboratory modeling, however, for objects of incommensurably smaller scales.

In this book, the method of cataclastic analysis of slip rupture discontinuities is presented, which is applicable for calculation of tectonic stresses and corresponding quasi-plastic deformations of rock massifs. This method includes determination of all components of stress tensors and quasi-plastic (faulting) strain increments, together with the estimation of strength parameters of brittle rock massifs at the scale level, corresponding to the most representative dimension of faults used for the reconstruction. The main accent of this method is made on the difference in the behavior of continuous solid samples and natural massifs, possessing numerous defects, such as, surfaces of decreased strength, in conditions of their deformation.

This method should be considered as the development of the methodology of studying natural tectonic stress fields, which is based on methods of reconstruction of principal stress axes orientations and seismotectonic deformations, created in the works by E. Anderson, M.V. Gzovsky, Yu.V. Riznichenko, J. Brune, E. Carey, J. Angelier, O.I. Goustchenko, S.L. Yunga, P.N. Nikolaev, V.V. Stepanov, J. Gephart, V.D. Parfenov, L.M. Rastsvetaev, L.A. Sim, S.I. Sherman, and others; methods of estimation of strength (stress magnitudes) of parts of the earth's crust, developed in the papers by R. Sibson, G. Renelli, D. Murphy, and others; and the results of laboratory testing of rock samples, described in the papers by K. Mogi, J. Byerlee, J. Handin, R. Stesky, F. Rummel, A.N. Stavrogin, and others. The method of cataclastic analysis is the unique one among all the methods, whose algorithm is based on energetic representations of the plasticity mechanics and statements of the limiting state theory, following from the development of ruptures in fractured rock massifs; the method allows an estimation of the stress values and the parameters of the effective strength of rock massifs.

The method consists of three stages of stress reconstruction, allowing, depending on the quality of the initial data on brittle faults (data on earthquake source mechanisms or sliding surfaces and fissures of faults) and the possibility of attracting additional information, detcrmine a large number of parameters of the stress tensor.

The basis of the algorithm of calculation of stress-strain state parameters is composed of approaches, following from a number of fundamental principles of the continuum mechanics and mechanics of rupture destruction. These approaches allowed the formulation of energetic criteria, defining the concepts of generalized stresses, responsible for the activation of old faults and creation of new ones, and released generalized strains, formed in geo-medium as results of faulting displacements. The totality of these criteria characterizes the stage of the steady-state quasi-plastic flowing, during which loading conditions and stresses, acting in natural massifs, remain stable at rather long time intervals in the process of deformation. Energetic criteria composed the basis of the method of cataclastic analysis and allowed formalization of the principles of creation of homogeneous samplings of structural-kinematic data on slip fault populations (earthquake source mechanisms).

In the method of cataclastic analysis, at the first stage, homogeneous samplings of structural-kinematic data on faults (SKDF) are formed based on energetic principles of the continuum mechanics, and parameters are calculated, characterizing ellipsoids of stresses and

Abstract	
----------	--

seismotectonic strain increments, such as: the orientation of principal semi-axes (principal stresses and seismotectonic strain increments) and their ratio (the Lode–Nadai coefficient). The main result of the first stage of reconstruction is formation of homogeneous samplings of SKDF, characterizing the quasi-homogeneous stage of deformation of separate domains of the earth's crust.

At the second stage of calculations, the key issue for the estimation of modern stresses from data on earthquake source mechanisms is the method of determining the fault plane, suggested in this work. This method is based on the application of the Coulomb's criterion within the frameworks of the limiting state theory for selecting one of the two nodal planes, which is realized as the fault plane in the earthquake source. According to the suggested method, that of the nodal planes is selected, for which the maximum release of the shear stresses is achieved. The effectiveness of such method of selecting the realized plane of source is verified on the strongest earthquakes, such as, the Spitak earthquake 1988 and the Shikotan earthquake 1994.

Data on the orientation of principal stress axes, the value of the Lode-Nadai coefficient, and created homogeneous samplings of SKDF (the results of the first stage of reconstruction) form the base for determination of relative stress values (with the accuracy of the normalization by an unknown value of the internal cohesion), which is carried out at the second stage of reconstruction. Here, we use principles of analysis of stress states on Mohr's diagram, following from the Coulomb limiting state theory, refined by statements of the possibility of activation of pre-existing ruptures in originally fractured rock massifs.

It is important to note that formulation of the conditions of fracturing of natural massifs (creation of new faults and activation of previously existed ones) is accepted in the method of cataclastic analysis in its general form, satisfying the results of experiments on rock sample fracturing. Defining parameters of Coulomb's condition were considered as unknown ones. Analysis of SKDF homogeneous patterns for separate domains and populations of SKDF homogeneous patterns for parts of the earth's crust, where stress reconstruction is carried out, on the parameters of natural rock massifs, such as the coefficient of the surface static and kinematic friction.

Determination of the main strength parameter – the internal cohesion, which can be considered as the effective parameter, satisfying to the given scale level of stress averaging, and estimation of stress values are performed at the third stage of calculations. To perform this, in case when good-quality seismological data are available (earthquakes of low magnitude levels with a wide distribution of hypocenters at depths from the surface down to deep parts of the earth's crust), we can use the condition of equality of vertical stresses on horizontal platforms to the weights of the columns of the overlaying rock. Another estimation method based on data on released stress values is considered in analysis of stresses at the western flank of Sunda seismoactive area, i.e., stresses, predetermined the rupturing process in the source of the Sumatra–Andaman earthquake on December, 26, 2004.

Using the expression for vertical stresses, acting on horizontal platforms of the earth's crust, also allows determination of the fluid pressure.

The results of the study have shown that, at fault zones, where rocks are situated in limiting conditions and where the process of brittle fracturing (earthquakes) is going on, the values of the effective isotropic pressure and the maximum shear stress are related to each other. Their ratio is limited by values of about 0.5-3. Estimates of the internal cohesion obtained for two parts of the earth's crust (100 bars for Southern Kuriles and Japan and 50 bars for San-Fernando part of the San-Andreas fault) have shown that it is much smaller than that observed in experiments (500–1000 bars).

It is established that the strength (maximum shear stresses) of natural rock massifs in areas with active tectonic regimes are much smaller than the value expected from theoretical data (R. Sibson). Thus, for a number of studied parts of the earth's crust at Southern Kuriles and Japan, its distribution over depth is close to a constant value and is equal to 0.7-1.4 kbars.

Low strength of natural massifs is due to the increased (compared to the expected one) fluid pore pressure. For studied areas of the earth's crust in San-Andreas fault zone and at the northern-western flank of the Pacific seismoactive area, the fluid pressure is much higher than the hydrostatic one and is close to the lithostatic pressure.

As mentioned above, data on stress values are defining in solving many problems within the framework of the Earth sciences. In particular, analysis of dynamic parameters of earthquake sources becomes sensible and effective in case, when stress magnitudes at time period proceeding to the earthquake are known. Analysis of dynamic parameters of earthquake sources have shown that the coefficient of the effectiveness of the internal energy release does not exceed 15–20% and corresponds to areas in rock massifs, which are situated in conditions of low effective isotropic pressures. The effectiveness of the energy release decreases (down to limiting values of 5-7%) with increasing isotropic pressure and, respectively, with increasing deviator stresses.

The effectiveness of energy scattering by seismic waves (efficiency of an earthquake) does not exceed 65-70%, and its maximum also corresponds to areas of relatively low effective isotropic pressures. In areas with high values of effective isotropic pressure and, respectively, with high intensity of deviator stresses, the effectiveness of seismic energy scattering decreases down to 10-15%.

Another field of application of data on tectonic stress parameters is seismic zonation of territories. The results of such seismic zonation give us the possibility of dividing parts within fault zones according to the extents of their preparedness to large fault formation. In this case, zonation map is changing and demanding continuous monitoring of the tectonic situation. The accuracy of zonation is closely connected with the scale level of the reconstructed stress field, and is determined by the most representative range of earthquake magnitudes from the earthquake source mechanism catalog, used for the reconstruction.

Theoretical analysis of the properties and peculiarities of quasi-plastic flowing, developing under the action of loading in fractured media, have shown, that its character changes depending on the intensity of deviator components of the stress tensor and on the effective pressure (accounting for the fluid pressure). The earlier stage of fracturing deformation, during which new ruptures or faults are not formed, is resulted from the activation of the existing fault structure and is characterized by the non-associated flowing law, whereas, at the stage of the maximum effectiveness of quasi-plastic deformation, the flowing law tends to become the associated one. These peculiarities lead to the fact that, at the initial stage of quasi-plastic flowing, only a part of energetic criteria of the method of cataclastic analysis hold (criterion of internal energy dissipation on rupture displacements). The fulfillment of all these criteria of the method of cataclastic analysis takes place at the limiting stage, for which in natural massifs, along with activation of pre-existing faults, new ruptures are also formed.

The results of the analysis of tectonic stress parameters allowed the formulation of a new model of the earthquake source preparation process. At the macroscale level, this process is stipulated by the action of a number of factors, such as dilatation despergation, and dehydrotation of rocks. Each of these factors defines its own directivity of the deformation process, which predetermines the mosaic structure of the fault area, in which earthquake preparation proceeds. Such mosaic character, however, in the stress field, is also seen at the mega-scale level. Heterogeneity of the stress field along the subduction zone was an important factor, related to the strongest earthquake of the beginning century, such as, the Sumatra—Andaman earthquake.

M.V. Gzovsky in his monograph "Foundations of Tectonophysics" [1975, p. 27] has defined the main problems of tectonophysics, which is the field of the cross-section of geophysics, geomechanics, geotectonics, physics of the earthquake sources, as "studying mechanical properties of rocks and <...> perfecting methodology of field investigations (based on the revision and development of their theoretical foundations)". He thought that "based on knowledge of stress fields and the dependence of rock failure on their stress state, we should study regularities of the distribution of faults in the earth's crust". The research presented in this book should be considered within the framework of Gzovsky's ideas, as a direct continuation of his works on studying tectonic stress fields and determining mechanisms of deformation of geo-massifs and parts of the lithosphere.

ЛИТЕРАТУРА

Аптекман Ж.Я., Ландер А.В., Дорбат К., Дорбат Л. Процессы в очаговой зоне Спитакского землетрясения по данным о механизмах очагов его афтершоков // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 11. С. 96–105.

Арефьев С.С. Эпицентральные наблюдения и геодинамические модели очагов сильных землетрясений. Дис. д-ра физ.-матем. наук. М., 2001. 446 с.

Арефьев С.С. Эпицентральные сейсмологические исследования. М.: Академкнига, 2003. 374 с.

Арефьев С.С., Делуи Б. Очаговая зона Шикотанского землетрясения 1994 г.: к вопросу о выборе действующей плоскости // Физика Земли. 1998. № 6. С. 64--74.

Артюшков Е.В. Физическая тектоника. М.: Наука, 1993. 455 с.

Аэро Э.Л. Структурно-феноменологический подход к задачам механики сложных сред // Континуальная модель в механике сплошной среды. М., 1980. С. 3–9.

Баграмян А.Х. Механизмы очагов землетрясений Загросской сейсмоактивной зоны // Изв. АН Арм. ССР. Науки о Земле. 1988. Т. XLI, № 1. С. 62–64.

Балакина Л.М. Общие закономерности в направлениях главных напряжений, действующих в очагах землетрясений Тихоокеанского сейсмического пояса // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1962. № 1. С. 1471–1483.

Балакина Л.М. Курило-Камчатская сейсмогенная зона - строение и порядок генерации землетрясений // Изв. РАН. Физика Земли. 1995. № 12. С. 48 - 58.

Балакина Л.М. Землетрясение Шикотанское 04.10.1994 г., Кроноцкое 05.12.1997 г. и их сильнейшие афтершоки — закономерные проявления тектонического процесса в Курило-Камчатской сейсмогенной зоне // Изв. РАН. Физика Земли. 2000. № 11. С. 11.-28.

Балакина Л.М., Введенская А.В., Голубева И.В. и др. Поле упругих напряжений Земли и механизм очагов землетрясений. М.: Наука, 1972. 192 с.

Батдорф С.Б., Будянский Б. Математическая теория пластичности, основанная на концепции скольжения. Механика. 1961. № 1(171). С. 24-32.

Белоусов Т.П., Мухамедиев Ш.А. К реконструкции палеонапряжений по трещиноватости горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 2. С. 16—29.

Белоусов Т.П., Мухамедиев Ш.А. Сейсмотектоника и напряженное состояние земной коры Южного Крыма в мезозое-кайнозое//Инженерно-сейсмологические исследования для районирования сейсмической опасности. (Вопр. инж. сейсмологии. Вып. 33.) М.: Наука, 1992. С. 18–27.

Беэр М.А., Сомин М.Л., Щукин Ю.К. Карпатская и Критская дуги: кайнозойская геодинамика и сейсмичность // Тектоника и геодинамика: общие и региональные аспекты. М.: Геос, 1989. Т. І. С. 51–54.

Бриджмен П. Исследования больших пластических деформаций и разрыва. М... Иностр. лит., 1955. 444 с.

Ваньян Л.Л., Хайндман Р.Д. О природе электропроводности земной коры // Физика Земли. 1996. № 4. С. 5—11.

Литератур	a

Васильев Н.Ю., Мострюков А.О. Тектонофизическая реконструкция условий размещения благородных металлов в дуанитах расслоенного массива // М.В.Гзовский и развитие тектонофизики. М.: Наука, 2000. С. 281–295.

Введенская А.В. Определение полей смещений при землетрясениях с помощью теории дислокаций // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1956. № 3. С.123–127.

Введенская А.В. К дискуссии по поводу теоретической модели очага землетрясения // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1961. № 2. С. 261–263.

Введенская А.В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М.: Наука, 1969. 136 с.

Введенская А.В. Сейсмодинамика. М.: Наука, 1984. 142 с.

Винклер Г. Генезис метаморфических пород. М.: Недра, 1979. 326 с.

Генки Г. Пространственная задача упругого и пластического равновесия // Изв. АН СССР. Отд. техн наук. 1937. № 2.

Гзовский М.В. Тектонические поля напряжений // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1954. № 3. С. 390--410.

Гзовский М.В. Соотношение между тектоническими разрывами и напряжениями в земной коре // Разведка и охрана недр. 1956. № 11. С. 7–22.

Гзовский М.В. Основные вопросы тектонофизики и тектоника Байджансайского антиклинория. Ч. I, II. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 265 с.; Ч. III, IY. М.: Изд-во АН СССР. 1963. 544 с.

Гзовский М.В. Физическая теория образования тектонических разрывов // Проблемы тектонофизики. М.: Госгеолтехиздат, 1960. С. 78–96.

Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 535 с.

Гинтов О.Б., Исай В.М. Некоторые закономерности разломообразования и методика морфокинематического анализа сколовых разломов // Геофиз. журн. 1984а. Т. 6, № 3. С. 3–10.

Гинтов О.Б., Исай В.М. Некоторые закономерности разломообразования и методика морфокинематического анализа сколовых разломов // Геофиз. журн. 19846. Т. 6, № 4. С. 3–14.

Грачев А.Ф., Магницкий В.А., Мухамедиев Ш.А., Юнга С.Л. К определению максимально возможных магнитуд землетрясений на восточно-европейской платформе // Физика Земли. 1996. №7. С. 3- 20.

Гурса Э. Курс математического анализа. М.; Л.: Науч.-техн. изд-во, 1936. Т. II. 276 с.

Гущенко О.И. Кинематический принцип реконструкции направлений главных напряжений (по геологическим и сейсмологическим данным) // ДАН СССР. Сер. геофиз. 1975. Т. 225, № 3. С. 557-560.

Гущенко О.И. Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений в литосфере. М.: Наука. 1979. С. 7–25.

Гущенко О.И. Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связей с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней: Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М., 1981. 21 с.

Гущенко О.И. Определение тектонических полей напряжений методом кинематического анализа структур разрушения (в связи с прогнозом сейсмической опасности) // Природа и методология определения тектонических напряжений в верхней части земной коры. Апатиты, 1982. С. 35--52.

Гущенко О.И. Сейсмотектонический стресс-мониторинг литосферы (структурно-кинематический принцип и основные элементы алгоритма) // Докл. РАН. 1996. Т. 346. № 3. С. 399- 402.
Гущенко О.И., Кузнецов В.А. Определение ориентаций и соотношения величин главных напряжений по совокупности направлений сдвиговых тектонических смещений // Поля напряжений в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 60–66.

Гущенко О.И., Мострюков А.О., Петров В.А. Структура поля современных региональных напряжений сейсмоактивных областей земной коры восточной части средиземноморского подвижного пояса // ДАН СССР. Сер. геофиз. 1990. Т. 312, № 4. С. 830–835.

Гущенко О.И., Сим Л.А. Обоснование метода реконструкции напряженного состояния земной коры по ориентировкам сдвиговых тектонических смещений (по геологическим и сейсмологическим данным) // Механика литосферы. Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. Л.; М., 1974. С. 5–8.

Гущенко О.И., Сим Л.А. Поле современных мегарегиональных напряжений сейсмоактивных областей юга Евразии // Изв. вузов. Геол. и разведка. 1977. № 12. С. 17-22.

Гущенко О.И., Степанов В.В., Сим Л.А. Направления действия современных мегарегиональных тектонических напряжений сейсмоактивных областей юга Евразии // ДАН СССР. Сер. геофиз. 1977. Т. 234, № 3. С. 556—559.

Данилович В. Н. Метод поясов в исследовании трещиноватости, связанной с разрывными смещениями. Иркутск: Иркут. политехн. ин-т, 1961. 47 с.

Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. М., 1991. 217 с. Дорбат Л., Арефьев С.С., Борисов Б.А. Глубинная структура сейсмичности снитакской зоны // Физика Земли. 1994. № 7-8. С. 42-52.

Елисееев Н.А. Метаморфизм. М.: Недра, 1963. 428 с.

Ениколопян Н.С., Мхитрян А.А., Карагезян А.С., Хзарджян А.А. Критические явления при взрыве твердых веществ при высоком давлении // ДАН СССР. 1987. Т. 29, № 3. С. 887–890.

Землетрясения в СССР в 1970-1989 гг. М.: Наука, 1973-1993.

Иванов С.Н. Реологическая зональность литосферы, природа и значение границы К1 // Метаморфогенная металлогения Урала. УрО РАН. Екатеринбург, 1992. 44 с.

Иванов С.Н. Вероятная природа главных сейсмических границ в земной коре континентов // Геотектоника. 1994. № 3. С. 3–11.

Ивлев Д.Д., Быковцев Г.И. Теория упрочняющегося пластического тела. М.: Наука, 1971. 231 с.

Ильюшин А.А. Пластичность. М.: Гос. техн. изд-во, 1948. 375 с.

Казьмин В.Г. О тектонических условиях становления комплексов Троодос и Мамония (о.Кипр) // Геотектоника. 1991. № 6. С. 104–116.

Камке Э. Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка. М.: Наука, 1966. 260 с.

Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 260 с.

Кейлис-Борок В.И. Исследование источников, приближенно эквивалентных очагам землетрясений//Труды Геофиз. ин-та. АН СССР. 1950. № 9.

Калинин В.А., Родкин М.В. Физическая модель очагов глубокофокусных землетрясений // Физика Земли. 1982. № 8. С. 3–12.

Качанов Л.М. Механика пластических сред. Л.;М.: Изд-во техн.-теорет. лит-ры. 1948. 215 с.

Киссин И.Г. Флюидонасыщенность земной коры, электропроводность, сейсмичность // Физика Земли. 1996. № 4. С. 30–40.

Киссин И.Г. Флюидная система и геофизические неоднородности консолидированной земной коры континентов // Электронный научно-информ. журн. "Вестник ОГГГГН РАН". 2001. Т. 2, № 17. С. 1–21.

Jume	nam	vna
2 i unici	· u.,,	ypu

Клюшников В.Д. Математическая теория прочности. М.: Изд-во МГУ, 1979. 206 с.

Копп М.Л. Новейшие деформации Скифской и юга Восточно-Европейской плит как результат давления Аравийской плиты // Геотектоника. 2000. № 2. С. 26–42.

Коржинский Д.С. Теоретические основы анализа парагенезисов минералов. М., 1973. 288 с.

Корчемагин В.А., Емец В.С. Тектоника и поля напряжений Донбасса // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987. С. 164–170.

Костров Б.В. Обратная задача теории очага землетрясения// Изв. АН СССР. Физика Земли. 1968. № 9. С. 19-29.

Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.

Кременецкий А.А., Овчинников Л.Н., Нартикоев В.Д., Лапидус И.В. Комплекс геохимических и петрологических исследований глубоких и сверхглубоких скважин//Глубинные исследования недр в СССР: Докл. сов. геологов на XXVII Сессии Междунар. геол. конгр. Л., 1989. С. 212-226.

Кузнецова К.И. Багманова Н.Х., Матасова Л.М. и др. Совокупность сейсмологических параметров и современные тектонические движения в Альпийском складчатом поясе. Ч. I, II // Изв. РАН. Физика Земли. 1995. № 10. С. 26–46.

Ландер А.В., Букчин Б.Г., Дрознин Д.В., Кирюшин А.В. Тектоническая позиция и очаговые параметры Корякского (Хаилинского) землетрясения 8 марта 1991 г. в контексте проблемы существования современной плиты Берингии // Математическое моделирование сейсмотектонических процессов в литосфере, ориентированное на проблему прогноза землстрясений. Вып. 1. М., 1993. С. 74–88.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Геодинамика и напряженно-деформированное состояние литосферы Средней Азии. Душанбе: Дониш, 1988. 230 с.

Лукьянов А.В. Пластические деформации и тектоническое течение в литосфере. М.: Наука, 1991. 143 с.

Макклинток Ф., Аргон А. Дсформация и разрушение материалов. М.: Мир, 1970.

Мак-Лин Д. Метаморфизм в металлах. Природа метаморфизма. М.: Мир, 1967. С. 109–124.

Мишарина Л.А., Солоненко Н.В., Леонтьева Л.Р. Локальные тектонические напряжения в Байкальской рифтовой зоне по наблюдениям групп слабых землетрясений // Байкальский рифт. Новосибирск: Наука, 1975. С. 9–21.

Мострюков А.О., Петров В.А. Каталог механизмов очагов землетрясений 1964—1990 гг. // Материалы Мирового центра данных. М.: Изд-во РАН; Нац. геофиз. комитет, 1994. 88 с.

Мухамедиев Ш.А. К проблеме восстановления поля тензора напряжений в блоках земной коры // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 5. С. 29–38.

Мухамедиев Ш.А. Реконструкция тектонических напряжений по разрывным сдвиговым смещениям: математические и физические ограничения // Докл. РАН 1993. Т. 331, № 4. С. 500–503.

Мухамедиев Ш.А. Процессы разрушения и напряженное состояние литосферы Земли: Автореферат дис..., д-ра физ.-матем. наук. М., 1997. 68 с.

Надаи А. Пластичность. М.; Л.: Мир, 1936. 280 с.

Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. М.:Мир, 1969. Т. 2. 863 с.

Нечаев Ю. В., Рогожин Е.А. Анализ сейсмотектонических дислокаций эпицентральной области Спитакского землетрясения 1988 г. //ДАН СССР. 1991. Т. 320, № 6. С. 1441-1445.

Никитин Л. В., Юнга С.Л. Определение главных осей и вида тензоров напряжений и деформаций по данным о сдвиговых смещениях. В сб. Измерение напряжений в массивах горных пород. Ч. 1. Новосибирск: ИГДСО АНСССР., 1976. С. 22–26. *Никитин Л.В., Рыжак Е.И.* Закономерности разрушения горной породы с внутренним трением и дилатансией // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 5. С. 22–37.

Никитин Л.В., Юнга С.Л. Методы теоретического определения тектонических деформаций и напряжений в сейсмоактивных областях // Изв. АН СССР Физика Земли. 1977. № 11. С. 54–67.

Никитина Е.С., Анжелье Ж., Ребецкий Ю.Л. Исследование на основе математического моделирования особенностей современного поля напряжений Аравийского синтаксиса//Материалы совещ. "Структурные парагенезы и их ансамбли. М.: ГЕОС, 1997. С. 124–127.

Николаев П.Н. Методика статистического анализа трещин и реконструкция полей тектонических напряжений // Изв. вузов. Геол.и разведка. 1977. № 12. С. 113–127.

Николаев П.Н. Методика тектонодинамического анализа. М.: Недра, 1992. 294 с.

Николаевский В.Н. Тензор напряжений и осреднение в механике сплошных сред // ПММ. 1975. Т. 39, вып. 2. С. 374–379.

Николаевский В. Н. Граница Мохоровичича как предельная глубина хрупко-дилатансионного состояния горных пород // ДАН СССР. 1979. Т. 249, № 4. С. 817–820.

Николаевский В.Н. Дилатансия и теория очага землетрясения // Успехи механики. 1980а. Т. 3, вып. 1. С. 71–101.

Николаевский В.Н. Энергия землетрясения и область упругой разгрузки при учете коэффициента излучения сейсмических волн//Физика Земли. 1980б. № 1. С. 28–29.

Николаевский В.Н. Катакластическое разрушение пород земной коры и аномалии геофизических полей // Физика Земли. 1996а. № 4. С. 41–50.

Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М.:Недра, 1996б. 446 с.

Николаевский В.Н., Лившиц Л.Д., Сизов И.А. Механические свойства горных пород: Деформации и разрушение// Итоги науки и техники. М.: ВИНИТИ, 1978. Т. 11. С. 123-250.

Николаевский В.Н., Шаров В.И. Разломы и реологическая расслоенность земной коры // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 1. С. 16–28.

Новожилов В.В. Основы нелинейной теории упругости. М.; Л., 1948. 211 с.

Оберт Л. Хрупкое разрушение горных пород// Разрушение. Т. 2. Математические основы теории разрушения. М.: Мир, 1976. С. 59–127.

Осокина Д.Н. Взаимосвязь смещений по разрывам с тектоническими полями напряжений и некоторые вопросы разрушения горного массива // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука. 1987а. С. 120–135.

Осокина Д.Н. Об иерархических свойствах тектонического поля напряжений // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 19876. С. 136–151.

Осокина Д.Н., Фридман В.Н. Исследование закономерностей строения поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва с трением между берегами // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987. С. 74–119.

Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю. Изучение локального поля напряжений и прогноз вторичных нарушений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений с учетом третьего главного напряжения // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 163—184.

Павленкова Н.И. Роль флюидов в формировании сейсмической расслоенности земной коры // Физика Земли. 1996. № 4. С. 51–61.

Панин В.Е. Основы физической мезомеханики // Физическая мезомеханика. 1998. Т. 1, № 1. С. 5–22.

Парфенов В.Д. Анализ напряженного состояния в ангидридовых тектонитах // ДАН СССР. 1981. Т. 260, № 3. С. 695–698.

Литература	399
1 11	

Парфенов В.Д. К методике тектонофизического анализа геологических структур // Геотектоника. 1984. № 1. С. 60–72.

Паталаха Е.И., Лукиенко А.И., Дербенев В.А. Тектонофации мезозоны. Алма-Ата: Наука КазССР, 1987. 181 с.

Победря Б.Е. Механика композиционных материалов. М.: Изд-во МГУ, 1984. 335 с.

Поль Б. Макроскопические критерии пластического течения и хрупкого разрушения//Разрушение. Т. 2. Математические основы теории разрушения. М.: Мир, 1975. С. 336 -520.

Попов В.Л., Кренер Э. О роли масштабных уровней в теории упругопластичности // Физ. мезомеханика. 1998. № 1. С. 109–118.

Поспелов Г.С. Дипергиты и автодиспергация как важная проблема физики лито-петротектогенеза//Геология и геофизика. 1972. № 12. С. 53–73.

Прагер В., Ходж П. Теория идеально-пластических тел. ИЛ, М.: Иностр. лит., 1956. 398 с. *Работнов Ю.Н.* Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979. 744 с.

Расцветаев Л. М. Структурные рисунки трещиноватости и их геомеханическая интерпретация // ДАН СССР. 1982. Т. 267, № 4. С. 904---909.

Расцветаев Л. М. Выявление парагенетических семейств тектонических дизьюнктивов как метод палеогеомеханического анализа полей напряжений и деформаций земной коры // Поля напряжений и деформаций в земной корс. М.: Наука, 1987. С. 171–181.

Ребецкий Ю.Л. Восстановление величин главных напряжений в земной коре по полю их траскторий // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 5. С. 24–25.

Ребецкий Ю.Л. Парагенезы квазипластического деформирования трещиноватых сред // Материалы совещ. "Структурные парагенезы и их ансамбли". М.: ГЕОС, 1997а. С. 144–146.

Ребецкий Ю.Л. Реконструкция тектонических напряжений и сейсмотектонических деформаций: методические основы, поле современных напряжений Юго-Восточной Азии и Океании // Докл. РАН. 19976. Т. 354, № 1. С. 101–104.

Ребецкий Ю.Л. Методы реконструкции тектонических напряжений и сейсмотектонических деформаций на основе современной теории пластичности // Докл РАН. 1999. Т. 365, № 3. С. 392–395.

Ребецкий Ю.Л. Обзор методов реконструкции тектонических напряжений и сейсмотектонических деформаций // Тектонофизика сегодня. М.: ОИФЗ, 2002. С. 227–243.

Ребецкий Ю.Л. Развитие метода катакластического анализа сколов для оценки величин тектонических напряжений // Докл. РАН. 2003а. Т. 388, № 2. С. 237–241.

Ребецкий Ю.Л. Законы квазипластического течения трещиноватых сред//Тр. Всерос. совещ. "Напряженное состояние литосферы, ее деформации и сейсмичность". Иркутск, 2003б. С. 141–145.

Ребецкий Ю.Л. Напряженно-деформированное состояние и механические свойства природных массивов по данным о механизмах очагов землетрясений и структурно-кинематическим характеристикам трещин: Автореф. дис. ...д-ра физ.-матем. наук. М.: ОИФЗ, 2003в. 56 с.

Ребецкий Ю.Л., Арефьев С.С., Никитина Е.С. Мониторинг напряженного состояния афтершоковой области Спитакского землетрясения // Докл. РАН. 2001. Т. 375, № 2. С. 239–244.

Ребецкий Ю.Л., Осокина Д.Н., Эктов В.В. О приближенном решении задачи теории упругости для совокупности сколовых трещин // Тектонофизика сегодня. М.: ОИФЗ, 2002. С. 173–185.

Ребецкий Ю.Л., Фурсова Е.С. Современное поле напряжений Восточного Средиземноморья по данным о механизмах очагов коровых землетрясений // Материалы совещ. "Тектоника и геодинамика: Общие и региональные аспекты". М., 1998. Т. 2, С. 107-109.

Рейнер М. Феменологическая макрореология// Реология. М.: Изд.-во иностр. лит., 1962. С. 22-85.

Ризниченко Ю.В. О сейсмическом течении горных масс // Динамика земной коры. М.: Наука, 1965. С. 56—63.

Рогожин Е.А., Филип Э. Геолого-тектоническое изучение очаговой области Спитакского землетрясения // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 11. С. 3–17.

Родкин М.В. Проблема физики очага землетрясения: противоречия и модели // Физика Земли. 2001. № 8. С. 42–52.

Романюк Т.В., Ребецкий Ю.Л. Плотностные неоднородности, тектоника и напряжения Андийской субдукционной зоны на 21° ю.ш. І. Геофизическая модель и тектоника // Физика Земли. 2001а. № 2. С. 36–57.

Романюк Т.В., Ребецкий Ю.Л. Плотностные неоднородности, тектоника и напряжения Андийской субдукционной зоны на 21° ю.ш. II. Тектонофизическая модель // Физика Земли. 20016. № 2. С. 23–35.

Рыжак Е.И. Об эшелонированной структуре как форме потери устойчивости горной породы // Изв. АН СССР. Механика тв. тела. 1985. № 5. С. 127–136.

Саваренский Е.Ф., Кирнос Д.П. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М.:Л.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1949. 343 с.

Сборщиков И.М. Тектоническая эволюция восточной части океана Тетис. М.: Наука, 1988. 209 с.

Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1. 492 с.

Сим Л.А. Некоторые особенности полей напряжений в зонах разломов (по геологическим и сейсмологическим данным) // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987. С. 151–158.

Сим Л.А. Неотектонические напряжения Восточно-Европейской платформы и структур обрамления. Автореф. дис... д-ра геол.-минерал. наук. М.: Изд-во МГУ, 1996. 41 с.

Смыслов А.А, Дортман Н.Б., Ланев В.С., Магид М.Ш. Вещественный состав и петрофизическая характеристика земной коры по данным сверхглубокого бурения// Глубинные исследования недр в СССР: Докл. сов. геол. на XXVII сессии Междунар. геол. конгр. Л., 1989. С. 249–268.

Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 312 с.

Соболев Г.А., Кольцов А.В. Крупномасштабное моделирование подготовки и предвестников землетрясений. М.: Наука, 1988. 205 с.

Соколовский В.В. Теория пластичности. М.: Высш. шк., 1969. 608 с.

Ставрогин А.Н., Протосеня А.Г. Механика деформирования и разрушения горных пород. М.: Недра, 1992. 223 с.

Степанов В.В. Количественная оценка тектонических деформаций // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука. 1979. С. 67–71.

Степанов В.В. Геодинамическая опасность промышленных объектов. М., 2001. 100 с. Стоянов С.С. Механизм деформирования разрывных зон. М.: Недра, 1979. 144 с.

Стоянов С.С. Механизм деформирования разрывных зон. М. Педра, 1979. 144

Терцаги К. Теория механики грунтов. М.: Госстройиздат, 1961. 507 с.

Тимошенко С.П. История науки о сопротивлении материалов. М.: Гостехиздат, 1957. 536 с.

Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упутости. М.: Наука, 1975. 352 с.

Трифонов В.Г., Соболева О.В., Трифонов Р.В., Востриков Г.А. Современная геодинамика Альпийско-Гималайского коллизионного пояса. М.: ГЕОС, 2002. 224 с.

Турчанинов И. А. Состояния и основные направления исследований в скальных породах//Природа и методология определения тектонических напряжений в верхней части

400

Литература	1
------------	---

земной коре: Материалы Всес. школы-семинара "Измерение напряжений и их приложение в прогнозе землетрясений". Апатиты, 1982. С. 5—9.

Уломов В.И. О методологии оценки сейсмической опасности и создания карт общего сейсмического районирования территории стран-участниц СНГ // Прогноз землетрясений и глубинная геодинамика: Докл. междунар. симп. 17-21 ноября 1997. Алматы: Ин. сейсмологии Миннауки; АН Республики Казахстан, 1997. С. 348–359.

Флинн Д. Деформации при метаморфизме//Природа метаморфизма. М.: Мир, 1967. С. 49--67.

Фрохт М. М. Фотоупругость. М.: Гостехиздат, Т. 1, 1948; Т. 2, 1950.

Хилл Р. Математическая теория упругости. М.: Гос. изд-ва техн-теорет. лит-ры, 1956. 407 с.

Цытович Н.А. Механика грунтов. М.: Высш. шк., 1979. 271 с.

Черных К.Ф. Введение в анизотропную упругость. М.: Наука, 1988. 190 с.

Чиков Б.М. Об основах теоретической концепции стресс-метаморфизма (применительно к линеаментным зонам земной коры// Структура линеаментных зон стресс-метаморфизма. М., 1990. С. 6–32.

Чиков Б.М., Каргаполов С.А., Ушаков Г.Д. Экспериментальное стресс-пребразование пироксенита // Геология и геофизика. 1989. № 6. С. 75–79.

Шебалин Н.В. Сильные землетрясения. Избр. труды. М.: Акад. горных наук, 1997. 541 с.

Шерман С.И. О потенциальной способности глубинных разломов к магмоконтролирующей деятельности // Вест. научн. информации Забайкал. отд-ния Геогр. об-ва СССР. Чита, 1966. № 5. С. 16–24.

Широкова Е.И. Общие закономерности в ориентации главных напряжений в очагах землетрясений Средиземноморско-Азиатского сейсмического пояса // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1967. № 1. С. 22–36.

Широкова Е.И. Изменения механизма очагов землетрясений и их связь с "ожившими" разрывами на Среднем и Ближнем Востоке // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 9. С. 29–37.

Штейнберг В.В. О параметрах очагов и сейсмическом эффекте землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 7. С. 49–63.

Юнга С.Л. О механизме деформирования сейсмоактивного объема земной коры// Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. С. 14–23.

Юнга С.Л. Методы и результаты изучения сейсмотектонических деформаций. М.: Наука, 1990. 190 с.

Яковлев Ф.Л., Юнга С.Л. Оценки сокращения земной коры при горообразовании на примере Памиро-Тяньшаньского и Алтае-Монгольского региона//Рос. журн. наук о Земле. 2001. Т. З, № 5 (ноябрь). Адрес в интернете: http://eos.wdcb.rssi.ru/rjes/rjes_r00.htm.

Aki K. Generating and propagation of G-waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. Part 1. A statistical analysis // Bul. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. 1966a. V. 44. P. 23 -72.

Aki K. Generating and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. Part 2. Estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from the G-wave spectrum // Bul. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. 1966b. V. 44. P. 73–78.

Aki K. Scaling law of seismic spectrum // J. Geoph. Res. 1967. V. 72. P. 1217–1271.

Aki K. Scaling law of earthquake source time-function // Geoph. J. MNRAS. 1972. No 31. P. 3-25.

Aki K., Richards P.G. Quantitative seismology. Theory and methods. San-Francisco: Freeman, 1980. 932 p.

Aleksandrowski P. Graphical determination of principal stress directions for slicken side lineation populations: an attempt to modify Arthaud's method // J. Struct. Geol. 1985. N 7. P. 73–82.

Anderson E. M. The dynamics of faulting. Trans. Edinburgh Geol., sec (8), 1905. P. 387-402.
Angelier J. Sur l'analyse de mesures recueillies dans des sites failles: l'utilite d'une confrontation entre les methodes dynamiques et cinematiquues // C. R. Acad. Sci. Paris, 1975. V. 281.
P. 1805-1808.

Angelier J. Tectonic analysis of fault slip data sets // Geoph. Res. 1984. N 89, P. 5835–5848. Angelier J. From orientation to magnitude in paleostress determinations using fault slip data //

J. Struct. Geol. 1989. V. 11, N 1/2. P. 37-49.

Angelier J. Inversion field data in fault tectonics to obtain the regional stress. III. A new rapid direct inversion method by analytical means // Geoph. J. Int. 1990. V. 10. P. 363--367.

Angelier J., Gusthtenko O.I., Rebetsky Y.L., et al. Relationships between stress fields and deformation along a compressive strike-slip belt: Caucasus and Crimea (Russia and Ukraine) // C. R. Acad. Sci. Paris, 1994. V. 319, P. 341–348.

Angelier J., Mechler P. Sur une methode graphique de recherche des contraintes principales egalement utilisable en tectonique et en seismologie: la methode des diedres droits // Bul. Soc. geol. France. 1977. V. XIX, N 6. P. 1309–1318.

Angelier J., Tarantola A., Valette B., Manoussis S. Inversion field data in fault tectonics to obtain the regional stress. I. Single phase fault populations: a new method of computing the stress tensor // Geoph. J. Res. astr. Soc. 1982. V. 69. P. 607–621.

Arthaud F. Methode de determination graphique des directions de raccourcissement, d'allogement et intermediare d'une population de failles // Bul. Soc. geol. Fr. 1969. V. 7. P. 729–737.

Arthaud F., Choukrone P. Methode d'analyse de la tectonique cassante a l'aide des microstructures dans les zones peu deformees. Exemple de la Plate-Forme Nord-Aquitaine // Rev. de l'Inst. Franc. du Petr. 1972. V. XXVII, N 5. P. 715–732.

Batchelor A.S., Baria R., Hearn K. Monitoring the effects of hydraulic stimulation by microseismic event location, a case study//Soc. of Petrol. Eng. 1983. Pap. 12109.

Bath M., Duda S.J. Earthquake volume, fault plane area, seismic energy, strain, deformation and related quantities // Ann. Geof. (Rome). 1964. V. 17. P. 353–368.

Becker G.F. Finite homogeneous strain flow and rupture of rocks // Bul. Geol. Soc. Amer. 1893. V. 4. P. 13-90.

Berberian M. Continental deformation in the Iranian Plateau. (Contribution to the Seismotectonics of Iran, P IV). Geol. Surv. of Iran. 1983. Rep. 52. 625 p.

Bott M.H.P. The mechanics of oblique slip faulting // Geol. Mag. 1959. N 96. P. 109-117.

Brace W.F. Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes // Tectonophys. 1972. V. 14. P. 189–200.

Brace W.F. Volume changes during fracture and frictional sliding // A Rev. Pure and Applied geoph. 1978. V. 116. P. 603-614.

Brune J. Seismic moment, seismicity and rate slip along major fault zones // J. Geoph. Res. 1968. V. 73, N 2. P. 777-784.

Byerlee J.D. Frictional Characteristics of granite under high confining pressure // J. Geoph. Res. 1967. V. 72, N 14. P. 3639–3648.

Byerlee J.D. Brittle-ductile transition in rocks // J. Geoph. Res. 1968. V. 73, N 14. P. 4741-4750.

Byerlee J.D. Friction of Rocks // Pure and applied geophysics. 1978. V. 116. P. 615–626.

Burridge R., Knopoff L. Body force equivalents for seismic dislocations // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1964. V. 54, N 6. P. 1875-1888.

Лите	epam_	ура

Carey E., Bruneier B. Analyse theorique et numerique d'un modele mecanique elementaire applique a l'etude d'une populaton de failles // C. R. Acad. Sci. Paris, 1974. V. 279. P. 891–894.

Carey-Gailhardis E., Mercier J.L. A numerical method for determining the state of stress using focal mechanisms of earhquake populations: application to Tibeetan teleseisms and microseismicity of Southern Peru // Earth and Planet Sci. Let. 1987. V. 82. P. 165–179.

Cauchy A.L. Exercises de mathematiques. Paris, 1827. V. 2. 42 p.

Chandra U. Focal mechanism solutions for earthquakes in Iran // Phys. Earth Planet. Inter. 1984. V. 34. P. 9–16.

Chinnery M.A. The deformation of the ground around surface fault // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1961. V. 51, N 3. P. 355–372.

Chinnery M.A. The stress changes that accompany strike-slip faulting // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1963. V. 53, N 3. P. 921- 932.

Cloethingh S., Burov E. Thermomechanical structure of European continental lithosphere: Contstraints from rheological profiles and EET estimates // Geoph. J. Int. 1996. N 124. P. 695–723.

Coteccha F., Chandler R. J. The influence of structure on the pre-failure behavior of natural clay // Geotech. 1997. V. 47, N 3. P. 523--544.

Coulomb C.F. Memoires de mathematique et de physique // Acad. R. S. Paris, 1773. V. 7. P. 343 382.

Crouch R.S., Wolf J.P. On a three-dimensional anisotropic plasticity model for soil // Geotech. 1995. V. 45, N 2. P. 301–305.

Dorbath L., Dorbath C., Rivera L. et al. Geometry, segmentation and stress regime of the Spitak (Armenia) earthquake from the analysis of the aftershock sequence // Geoph. J. Int. 1992. V. 108. P. 309- 328.

Drucker D. J. Appl. Mech. 1959. V. 26, N 1. P. 101-106.

Drucker D.C., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis of limit desigin // Q. Appl. Math. 1952. V. 10, N 2. P. 157–175.

Dziewonski A.M., Chou T.-A., Woodhouse J.H. Determination of earthquake source parameters from wave-form data for studies of global and regional seismicity // J. Geoph. Res. 1981.V. 86. P. 2825–2852.

Eshelby J.D. The determination of elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems // Proc. Roy. Soc. L., 1957. A241. P. 376–396.

Etchecopar A., Vasseur G., Daignieres M. An inverse problem in microtectonics for the determination of stress tensor from fault striation analysis // J. Str. Geol. 1981. V. 3, N 1. P. 51–65.

Gephart J.W., Forsyth D.W. An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data: application to the San Fernando earthquake sequence // J. Geoph. Res. 1984. V. 89, N B11. P. 9305–9320.

Goranson R.W. Thermodynamic relations in multicomponent systems. Carnegie Inst. Wash. Publ., 1930. N 408. 329 p.

Goustchenko O.I., Rebetsky Y.L, Michailova A.V. The recent regional field of stresses and the mechanism of the lithosphere deformation of seismoactive East-Asia region // Abst. Supplement EUG-VII. Strasbourg: TERRA nova, 1993. V. 5, N 1. P. 259.

Govers R., Wortel J.R., Cloethingh S.A.P.L, Stein C.A. Stress Magnitude estimates from earthquakes in oceanic plate interiors // J. Geoph. Res. 1992. V. 97, N B8. P. 11749–11759.

Grachev A.F. et al. Report on seismic hazard of the Paks NPP. Paks, 1987.

Guest J. Philos. Mag. 1900. N 50. P. 69-132.

Jackson J.A., Fitch T.J. Basement faulting and the focal depths of the larger earthquakes in the Zagros mountains (Iran) // Geoph. J. R. Astr. Soc. 1981. V. 64. P. 561–586.

Jackson J.A., Haines J., Holt W. The accommodation of Arabia-Eurasia plate convergence in Iran // J. Geoph. Res. 1995. V. 100, N B8. P. 15205–15219.

Jackson J.A., McKenzie D.P. Active tectonics of the Alpine-Himalayan Belt between western Turkey and Pakistan // Geoph. J. R. Astr. Soc. 1984. V. 77. P. 185–264.

Fuis G.S., Murphy J.M., Okaya D.A. et al. Report for borehole explosion data acquired in the 1999 Los Angeles region seismic experiment (LARSE II), Southern California. P. J. Description of the Survay. Open-File Rep. 01-408, 2001.

Fuis G.S., Davis P.M., Ryberg T. et al. Fault system of the 1971 San Fernando and 1994 Northridge earthquakes, southern Californiz: Relocated aftershocks and seismic image from LARSE II// Geol., 2003. V. 31. \mathbb{N}_{2} . P. 171-174.

Haessler H., Deshamps A., Dufumier H. et al. The rupture process of the Armenia earthquake from broad-band teleseismic body wave records. // Geoph. J. 1992. V. 108, P. 1–11.

Handin J. On the Colombo-Mohr failure criterion // J. Geoph. Res. 1969. V. 74, N 22. P. 5343–5348.

Handin J. ARPA Seismic coupling conference. ARPA-T10-71-13-1. Columbus (Ohio), Battelle, 1972. 259 p.

Hardebeck J. L., Hauksson E. Crustal stress field in southern California and its implications for fault mechanics // J. Geoph. Res. 2001. V. 106, N B10. P. 21859–21882.

Harker A. Metamorphism. London, 1932. 362 p.

Hauksson E. Crustal structure and seismicity distribution adjacent to Pacific and North America plate boundary in southern California // J. Geoph. Res. 2000. V. 105. P. 13876-13903.

Hodgson J.H., Wickens A.J. Publications of the dominante observatory re-evaluation of earthquake mechanism solution 1922–1962. Canada Dep. Mines and Tech. Surv., 1965. N 4. 267 p.

Huber M.T. Die spezifische Formanderunderunsarbeit als Mab der Anstrengung eines Materials. Lemberg, 1904. V. 22. 81 p.

Hung Q., Angelier J. Inversion of field data in fault tectonics to obtain the regional stress. II. Using conjugate fault sets within heterogeneous families for computing paleostress axes // Geoph. J. 1989. N 96. P. 139–149.

Kamb W.B. Theory of preferred crystal orientation developed by crystallization under stress // Geol. 1959. V. 67. P. 153–170.

Kanamory H., Anderson D.L. Theoretical basis of some empirical relations in seismology // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1975. V. 65. P. 1073–1095.

Knopoff L. Energy release in earthquakes // Geophys. J. MNRAS. 1958. N 1. P. 44-52.

Lade P.V., Duncan J.M. Cubical triaxial tests on cohesionless soil // J. Soil Mechs. Found. Div., ASCE. 1973. N 99. P. 793-812.

Lade P.V., Duncan J.M. Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soil // J. Geotech. Eng. Div. Amer. Soc. Civ. Engrs. 1977. V. 101, GT10. P. 1037–1053.

Lisle R. Principal stress orientation from faults: an additional constrain // Ann.Tectonicae. 1987. N. 1. P. 155–158.

Lisle R. New method of estimating regional stress orientations: application to focal mechanism data of recent British earthquakes // Geoph. J. Int. 1992. V. 110. P. 276–282.

Lode W. Versuche uber den einflu(der mittler hauptspannung auf das flie(en der metalle eisen, kupfer und nickel// Zeitschr. f. Physik. 1926. Bd. 36. 913 s.

MacDonald G.J. F. Orientation of anisotropic minerals in a stress field // Geol. Soc. Am. Mem. 1960. V. 79. P. 1–8.

McKenzie Dan P. The relation between fault plane solutions for earthquakes and directions of the principal stresses // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1969. V. 59, N 2. P. 591–601.

McKenzie D. Active tectonics of the Mediterranian region // Geophys. J. R. astr. Soc. 1972. V. 30. P. 109–185.

Meijer P. Th., Wortel M.J.R. Present-day dynamics of the Aegean region: A midel analysis of the horizontal pattern of stress and deformation // Tectonics. 1997. V. 16, N 6. P. 879-.895.

Melan E. Ingenieur Archiv. 1938, V. 9. 116 p.

Mercier J., Carey E., Philip H., Sorel D. La neotectonique de l'arc egeen externe et de la mer Egee et ses relations avec la seismicite // Bul. Soc. Geol. France. 1976. V. XVIII, N 2. P. 355–372.

Michael A.J. Determination of stress from slip data: faults and folds // J. Geoph. Res. 1984. V. 89, N B13, P 11517-11526.

Mises R. von Z. //Angew. Math. Mech. 1928. V. 8. P. 161-185.

Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H. Two models for earthquake forerunners. Pure// Appl. Geoph. 1975. V. 113. P. 169–181.

Mogi K. Deformation and fracture of rocks under confining pressure (1) compression test on dry rock sample // Bul. Earth. Res. In. Univ. Tokyo, 1964. V. 42, N 3. P. 491–514.

Mogi K. Pressure dependence of rock strength and transition from brittle fracture to ductile flow // Bul. Earth. Res. In. Univ. Tokyo, 1966. V. 44. P. 215–232.

Mohr O.Z. //Ver. Deut. Ingr. 1900. V. 44. P. 1524–1530.

Mohr O.Z. //Abhandl. A.d. Gebiete Techn. Mech. 1906. N 5. 187 s.

Mori J., Abercrombie R.E., Kanomori H. Stress drop and radiated energies of aftershocks of the 1994 Northridge, California, earthquake // J. Geph. Res. 2003. V. 108, N B11. FSF 13-1–13–12. p. 2545.

Nowroozi A.A. Focal mechanism of earthquakes in Persia, Turkey, West Pakistan and Afganistan and plate tectonics of Middle East // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1972. P. 62832–62850.

Nakano H. Notes on the nature of the forces which gave rise the earthquake motions //Seismol. Bul. Centr. Meteorol. Obs. Japan. 1923. N 1. P. 92–120.

Niitsuma H., Chubachi N., Takanohashi M. Acoustic emission analysis of geothermal reservoir and its application to reservoir control // Geotherm. 1987. V. 16. P. 47–60.

Nikitina Y. Modelisation analytique et numerique appliquee a la clarification du mecanisme de la deformation dans la region Caucase-Iran. These Doct. Sci. de la Terre. Univ. P. et M. Curie, 1997. 227 p.

Pearson C. The relationship between microseismicity and high pore pressure during hydraulic stimulation experiments in low permeability granite rocks // J. Geohys. Res. 1981. V. 86. P. 7855–7864.

Prandtl L. Uber die Harte plastischer Korper, Nachr. Ges. Wiss. Goettingen, 1920. K1. 12 p. Ranalli G., Murphy D.C. Rheological stratification of the lithosphere // Tectonophys. 1987. N 132. P. 281 -295.

Rankine W.J.M. On the stability of loose earth // Roy. Soc. L. Phil. Trans. 1857. Part1. N 147. P. 9–27.

Rebetsky Yu.L. I. Stress-monitoring: Issues of reconstruction methods of tectonic stresses and seismotectonic deformations // J. of Earthquake Predict. Res. Beijing (China), 1996. V. 5, N 4. P. 557–573.

Rebetsky Yu.L., Mikhailova A.V., Rosanova G.V., Fursova E.V. II. Stress-monitoring: The modem field of regional stresses in South-East Asia and Oceania. Principles of quasiplastic deforming of fractured media // J. of Earthquake Predict. Res., Beijing (China), 1997. V. 6, N 1. P. 11–36.

Reilinger R.E., McClusky S.C., Oral M.B. et al. Global Position System measurements of present-day crustal movements in the Arabia-Africa-Eurasia plate collision zone // J. Geoph. Res. 1997. V. 102, N B5. P. 9983–9999.

Rivera L., Shea K., Helmberger D., Natawidjaja D. A Comparative stady of the Sumatran subdaction-zone eartquake 1935 - 1984 // BSSA. 2002. V. 2, N5. P. 1721–1736.

Roscoe K. H., Burland J.B. On the generalized stress-strain behavior of wet clay. // Eng. plast. Cambridge: Univ. Press, 1968. P. 535- 609.

Rummel F., Alheid H.J., Frohn C. Dilatancy and fracture Induced velocity changes in rock and their relation to friction sliding // Pure and Appl. Geoph. 1978. V. 116. P. 743–764.

Buruge v.e., // bou / .E. The relation beth upparent on the shoes and property of the ended
Soc. Amer. 1971. V. 61. P. 1381–1388.
Sborshchikov I.M., Savostin L.A., Zonenshain L.P. Present plate tectonics between Turkey and
Tibet // Tectonophys. 1981. V. 79. P. 45–73.
Shild R.T. J. Mech. Phys. Solids. 1955. V. 4. P. 10–16.
Scholz C.H., Sykes L.R., Aggarawal Y.P. Earthquake prediction: A physical basis // Sci. 1973.
V. 181. P. 803–810.
Sibson R. H. Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults // Nature. 1974. V. 249,
N 5457. P. 542–544.
Starr A.T. Slip in crystal and rupture in solid due to shear. // Proc. Camb. Phil. Soc. 1928.
N 24. P. 489–500.
Stekettee J.A. Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocatios. // Canad.
J. Phys. 1958. V. 36. N 9. P. 1168–1198.
Stesky R.M. Rock friction-effect of confining pressure, temperature, and pore pressure // Pure
and Appl. Geoph. 1978. V. 116. P. 691–704.
Taylor G., Quinney H. The plastic distortion of metals//Phil. Trans. Roy. Soc. L., 1931. 323 p.
Terzaghi K. Theoretical soil mechanics. N. Y.: Wiley. 1943.
Tsuboi C. Earthquake energy, earthquake volume, aftershock area, and strength of the earth's
crust // J. Phys. Earthq. 1956. N 4. P. 63-66.
Verhoogen J. The chemical potential of a stressed solid// Trans. Amer. Geoph. Union. 1951.
V. 32. P. 251–258.

Savage IC Wood VI The relation between apparent stress and stress drop // Bul Seismol

Vermeer P.A. The orientation of shear bands in biaxial tests // Geotechnique. 1990. V. 40, N 2. P. 223–236.

Wallace R.E. Geometry of shearing stress and relation to faulting // J. Geol. 1951. N 59. P. 118-130.

Wells D.L., Coppersmith K.J. New empirical relationship among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // Bul. Seismol. Soc. Amer. 1994. V. 84, N 4. P. 974–1002.

Whittle A. J. Evalution of constitutive model for overconsolidated clays // Geotech. 1992. V. 43, N 2. P. 289-313.

Wu F.T. Mineralogy and physical nature of clay Gouge // Pure and Appl. Geoph. 1978.V. 116. P. 655–689.

Yamashita T. On dynamical process of fault motion in the presence of friction and inhomogeneous initial stress. P. I. Rupture propagation // J. Phys. Earth. 1976. N 24. P. 417–444.

Zhonghuai Xu, Suyun W., Yurui H., Ajia G. Tectonic stress field of China inferred from a large number of small earthquakes // J. Geoph. Res. 1992. V. 97, N B8. P. 11867--11878.

Zobak M.L. First- and second modern pattern of stress in lithosphere: The World stress map project // J. Geoph. Res. 1992. V. 97, N B8. P. 11703–11728.

Научное издание

ТЕКТОНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ПРОЧНОСТЬ ПРИРОДНЫХ ГОРНЫХ МАССИВОВ

Редактор *М.В. Грачева* Художник *И.А. Слюсарев* Дизайнер *Н.М. Апрелова* Компьютерный дизайн и верстка *С.Н. Лаврентьева* РЕБЕЦКИЙ Юрий Леонидович – доктор физико-математических наук,заведующий лабораторией тектонофизики Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. Окончил Московский инженерно-строительный институт и аспирантуру МИСИ. С 1981 г. работает в Институте физики Земли, где сначала выполнял теоретические исследования распределения напряжений в верхних слоях земной коры, а затем стал заниматься развитием методов реконструкции природных напряжений по сейсмологическим данным о механизмах очагов землятресений. Разработал новый метод катакластического анализа разрывных нарушений и на его основе выполнил реконструкции напряжений, действующих в земной коре, для большинства сейсмоактивных регионов. Автор более 80 научных публикаций.





