

# **Поля напряжений и деформаций в литосфере**



**Издательство „Наука“**

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР**

ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ  
им. О. Ю. ШМИДТА

# **Поля напряжений и деформаций в литосфере**



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1979

Сборник посвящен методам и результатам тектонофизического изучения полей тектонических напряжений и деформаций. Рассмотрен новый метод реконструкции тектонического поля напряжений, восстановлены современные поля напряжений сейсмоопасных регионов Евразии. Рассматривается способ оценки квазипластической части тектонической деформации, обусловленной смещениями по нарушениям. Предлагается метод теоретического решения задач о напряжениях и деформациях в литосфере с учетом изменения ее вязкости с глубиной. Приводятся результаты решения серии задач о напряженном состоянии и скоростях движения поверхности однородной толщи над движущимися блоками фундамента. Изложен метод моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов, изучены локальные поля в окрестностях плоского разрыва с контактирующими берегами и в моделях, имитирующих разрывы некоторых конкретных регионов. Построены схемы вторичных сколовых нарушений, ожидаемых вблизи основного разрыва. На пластичных моделях исследованы поля перемещений и деформаций для различных стадий развития структур продольного сжатия и поперечного изгиба.

Сборник предназначен для широкого круга исследователей — геологов, геофизиков, сейсмологов, тектонофизиков, специалистов по горному делу и инженерной геологии.

Ответственные редакторы

доктор технических наук, профессор  
А. С. ГРИГОРЬЕВ

кандидат физико-математических наук  
Д. Н. ОСОКИНА

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборнике изложены результаты комплексных тектонофизических исследований, проведенных в последние годы лабораторией тектонофизики Института физики Земли АН СССР, основанной М. В. Гзовским. Содержание значительной части статей, включенных в настоящий сборник, можно рассматривать как развитие работ и идей М. В. Гзовского. Эти исследования посвящены решению одной из актуальных проблем наук о Земле — разработке методов изучения и количественной характеристике тектонических полей напряжений и деформаций. Решение этой проблемы является необходимым условием объективного изучения процессов деформирования тектоносферы. Напряженное и деформированное состояния земной коры и верхней мантии являются важнейшими из факторов, определяющих характер тектонических процессов и развитие связанных с ними тектонических движений, деформаций, складок и разрывов. Поэтому изучение древних и современных полей напряжений и деформаций оказывается тесно связанным с задачами поиска рудных тел, вопросами интерпретации современных движений, прогнозированием сейсмической опасности, исследованиями физики явлений, протекающих в очаговой области до, во время и после землетрясения, и оценкой энергии тектонических процессов.

Сборник состоит из двух частей. В первую часть (редактор Д. Н. Осокина), вошли работы, посвященные методам и результатам определения тектонических напряжений и деформаций с помощью полевых и теоретических исследований. Во второй части (редактор А. С. Григорьев) излагаются методы и результаты моделирования тектонических напряжений, деформаций и перемещений.

Сборник открывается серией статей, посвященных описанию и результатам применения метода восстановления осей главных напряжений по натурным данным о тектонических нарушениях. Этот метод, разработанный О. И. Гуценко, является развитием метода, ранее предложенного М. В. Гзовским и основанного на представлениях о разрушении однородного изотропного массива по плоскостям скалывания, отвечающим гипотезе прочности О. Мора. О. И. Гуценко предложил использовать более сложную и, по-видимому, более близкую к действительности модель, допускающую возможность возникновения сколовых нарушений по совокупности произвольно ориентированных ослабленных поверхностей. Опирающийся на эту модель метод реконструкции тектонических напряжений формализован до простых графических операций. Применение этого метода к данным о механизмах очагов землетрясений позволило О. И. Гуценко выделить и охарактеризовать поле напряжений мегарегионального уровня, действующее в сейсмоактивных областях Евразии, и подойти к вопросу об общем механизме деформирования Евразийского континента в целом. Статья О. И. Гуценко и В. А. Кузнецова рассматривает аналитический вариант этого же метода. В статье Л. А. Сим приводится пример применения этого метода к геологическим данным. В следующих трех статьях рассматривается методика количественной оценки деформации геологических тел, обусловленной смещениями по поверхностям тектонических нарушений различного генезиса, и приводятся результаты применения этой методики. В статье В. В. Степа-

нова излагается методика определения направлений и относительных величин главных деформаций. В следующих двух статьях В. В. Степановым и им же с соавторами (Л. А. Смирновым, В. Г. Владимировым и Н. В. Лукиной) описаны результаты применения методики для отдельных участков складчатых областей на территории СССР. Рассмотрение напряженного и деформированного состояния участков Внешней зоны Памиро-Куэнь-Луны сопровождается геологическим описанием эволюции тектонических режимов во времени.

Результаты теоретического исследования тектонических напряжений и деформаций приведены в статьях А. С. Григорьева и А. С. Григорьева, А. В. Михайловой и З. Е. Шахмурадовой. В первой из них рассматривается метод решения теоретических задач о напряжениях в литосфере, вязкость которой меняется с глубиной. Метод позволяет приблизить решение задач к реальным условиям в литосфере. Во второй статье изложены результаты теоретического изучения напряжений, деформаций и смещений, возникающих в осадочной толще при движениях блоков фундамента по разломам, дополненные результатами изучения пластичных моделей. Теоретические исследования позволили описать напряженное состояние и перемещения поверхности структуры до возникновения нарушений сплошности. Эксперимент позволил проследить деформации и перемещения для более поздних стадий образования структур, когда массив был уже существенно нарушен. Практическое значение для геологов должна иметь установленная теоретически и прослеженная на экспериментах связь между градиентами скоростей вертикальных перемещений поверхности и разрывами на глубине для структур поперечного изгиба.

Вторая часть сборника полностью посвящена вопросам моделирования полей тектонических напряжений и деформаций. В двух статьях Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой излагаются основы метода моделирования локальных полей напряжений, возникающих около тектонических разрывов. Примеры такого моделирования, начатого М. В. Гзовским и Д. Н. Осокиной, уже были опубликованы, однако многие аспекты методики требовали рассмотрения и обоснования. Приводятся результаты изучения двумерных локальных полей напряжений около разрыва с контактирующими берегами при невысоком трении. Переход к частному виду трехмерного поля за счет наложения на рассмотренное плоское напряженное состояние равномерного сжатия, нормального к плоскости модели, позволил выяснить соотношения между главными напряжениями и построить схему возможных вторичных нарушений около разрыва. Эта схема оказалась существенно отличающейся от предлагавшихся ранее. Полученные результаты позволили по-новому подойти к интерпретации геологических и сейсмологических данных о вторичных нарушениях.

В следующих двух статьях тех же авторов совместно с О. И. Гущенко, В. И. Лыковым и А. А. Никоновым рассмотрены вопросы применения этого же метода для изучения локальных полей напряжений в моделях некоторых конкретных регионов. Изучены локальные поля напряжений для моделей, имитирующих основные разломы Ирана и Туркмении, Памира и Тянь-Шаня и системы разломов Сан-Андреас. Сопоставление локальных полей  $\tau_{\max}$  этих регионов с сильными землетрясениями показывает, что намечается связь величины напряжений с землетрясениями, но эта связь неоднозначна. Полученные результаты позволяют приблизиться к пониманию (и постановке) ряда вопросов, связанных с отдельными сторонами проблемы прогноза сейсмической опасности.

В статье Л. А. Смирнова обсуждается возможность применения того же метода моделирования локальных полей напряжений около разрывов для прогнозирования участков развития малоамплитудных разрывов. Автором получено локальное поле  $\tau_{\max}$  в модели, воспроизводящей крупные разрывы одного из шахтных полей, и проведено сопоставление этого поля с характером распределения малоамплитудных разрывов.

В статьях А. В. Михайловой изложены результаты изучения на моделях из пластичных материалов полей перемещений и деформаций, отвечающих различным стадиям развития структур продольного сжатия и поперечного изгиба. Выявлены особенности смещений поверхности в зависимости от механизма деформирования толщи, скорости деформирования и других факторов. Интересным аспектом этой работы является установление связи между характером градиента скоростей вертикальных перемещений поверхности и разрывами в фундаменте. Эти исследования продолжают классическое для геотектоники направление моделирования, но они проводятся с изучением не только морфологии, но и количественных характеристик деформации структур.

В целом статьи сборника, хотя и охватывают достаточно широкий круг вопросов, в конечном счете посвящены двум основным, тесно связанным между собой темам. Первая из них — изучение полей напряжений и деформаций участков литосферы и исследование взаимосвязей этих полей с разрывными нарушениями. Вторая — изучение основных простейших механизмов формирования тектонических структур и свойств этих механизмов полей напряжений и деформаций. Обе эти темы являются достаточно актуальными для ряда наук о Земле. Можно надеяться, что результаты изложенных исследований окажутся полезными для специалистов, работающих в области геофизики, геологии, тектонофизики, сейсмологии, горного дела, инженерной геологии.

*А. С. Григорьев  
Д. Н. Осокина*



# 1. Тектонофизические реконструкции с помощью полевых и теоретических исследований

---

О. И. ГУЩЕНКО

## МЕТОД КИНЕМАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СТРУКТУР РАЗРУШЕНИЯ ПРИ РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЕЙ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Реконструкция полей тектонических напряжений, действующих в различных по масштабам и своему строению объемах горных пород, составляет одну из актуальных проблем тектонофизики, геотектоники и сейсмологии. Решение этой проблемы является необходимым условием объективной характеристики как механизма деформирования, так и напряженного состояния структур — параметров, весьма существенных при оценке и прогнозах мест локализации месторождений полезных ископаемых и сейсмической опасности различных участков земной коры.

Одним из направлений решения данной проблемы на основе геологических, сейсмологических или геодезических данных является анализ различных по масштабам и формам проявления разрывных тектонических нарушений, фиксируемых в пределах твердой оболочки Земли. Совокупность всего комплекса нарушений характеризует структуру ее тектонического разрушения. В основе интерпретации этих структур при реконструкции направлений действия главных напряжений, предложенной в применении к геологическим данным М. В. Гзовским [3, 4], а к сейсмологическим — А. В. Введенской [2], лежит использование гипотез максимальных касательных напряжений в сейсмологии или О. Мора в тектонофизике, связывающих возникновение поверхностей сдвиговых<sup>1</sup> (сколовых) разрывных нарушений с действием касательных напряжений на определенных сопряженных площадках.

Указанные гипотезы исходят из того, что наблюдаемые в массивах горных пород поверхности нарушений либо совпадают с площадками действия максимальных касательных напряжений, либо симметрично отклоняются от них в сторону направления оси алгебраически минимального напряжения ( $\sigma_3$ ) на величину  $45^\circ - \alpha$  (где  $\alpha$  — угол скальвания). Использование этих допущений ограничивает применимость методов условием однородности и изотропности массивов горных пород в момент возникновения каждого из сдвиговых нарушений.

---

<sup>1</sup> Термин «сдвиговые смещения» (нарушения) используется автором не в геологическом, а в механическом смысле термина, подразумевающим нарушения, у которых вектор относительного движения берегов параллелен плоскости нарушения (т. е. разрывы любого кинематического типа, за исключением раздвигов).



Повсеместное распространение в горных породах различных по масштабу и ориентировкам в пространстве систем ослабленных поверхностей обуславливает существенную неоднородность каждого из деформируемых объемов, проявляющуюся в процессе их деформации возникновением широкого спектра различно ориентированных сдвиговых смещений. Проведенный автором анализ направлений сдвиговых смещений, фиксируемых в массивах горных пород геологическими [5, 6, 9] и сейсмологическими [8, 10] методами, свидетельствует о том, что в деформируемых объемах сдвиговые смещения возникают преимущественно в направлениях ослабленных сечений объема, выявляя таким образом его исходную структурную неоднородность или анизотропию. Эта особенность тектонической деформации, обуславливающая в значительной степени унаследованный от более древних этапов характер тектонических движений, существенно затрудняет возможность использования данных об ориентации систем сдвиговых поверхностей в качестве надежного параметра для реконструкции по ним направлений воздействующих на объем главных напряжений.

Ограниченность геологических и экспериментальных сведений о процессе формирования полного спектра структур разрушения обуславливает сложность строгой теоретической постановки и разработки возможных методов решения проблемы реконструкции направлений действия главных напряжений по известной совокупности разрывных тектонических смещений.

Ключевыми задачами при решении этой проблемы являются:

1. Выявление на основе сейсмологических, геологических и экспериментальных наблюдений всего комплекса характерных отличительных признаков структуры разрушения однородно-нагруженного массива горных пород, эквивалентной моделью которого мог бы служить однородно-доформируемый объем с устойчивой единой ориентацией главных осей напряжений наивысшего для объема уровня. Под «наивысшим уровнем напряжений» (макроскопическим по терминологии Б. В. Кострова [12]) в настоящей работе подразумевается вся совокупность напряжений, площадь осреднения которых много больше характерного для деформируемого массива размера неоднородностей, принимаемого за элементарный.

2. Определение взаимосвязи возникающих в процессе деформации такого объема сдвиговых смещений различных структурных уровней с направлением главных напряжений. Под «структурным уровнем» подразумевается вся совокупность сходных по площади реализованной поверхности сдвиговых смещений.

3. Формализация на основе выявленных признаков принципа разделения данных о тектонических разрывных смещениях на пространственные и временные совокупности определенных структурных уровней, проявление которых обуславливается действием полей напряжений определенных масштабных порядков.

Для разработки методов решения указанной проблемы принципиальное значение имеет анализ закономерностей современного сейсмотектонического процесса разрушения земной коры на различных структурных уровнях, который может быть проведен на основе сейсмологических данных о «механизмах» очагов землетрясений, и натуральных измерений основных параметров тектонической структуры разрушения в массивах, для которых ориентация современных главных напряжений достаточно надежно выявлена с помощью метода разгрузки и ультразвукового метода [21, 22].

Проведенные автором полевые геологические исследования структур разрушения [5, 6, 9] свидетельствуют о том, что в качестве параметров тектонических движений, выявления которых достаточно для решения указанной выше проблемы, могут быть использованы ориентировки в пространстве векторов сдвиговых разрывных смещений, а также поверхностей разрывов и данные о размерах или масштабных порядках этих поверхностей. Возможность решения этой проблемы подтверждается установленными ранее кинематическими типами структур разрушения различных уровней [5, 6,

8, 9, 17], проявление которых достаточно строго согласуется с теорией пластичности Батдорфа — Будянского [1, 13, 15], основанной на концепции скольжения. Это соответствие легло в основу кинематической модели тектонического разрушения, которая накладывает строго определенные ограничения на кинематические характеристики структуры разрушения наивысшего <sup>1</sup> для объема уровня и поддается проверке на эмпирических как геологических, так и сейсмологических данных. Использование этой модели при анализе тектонических и сеймотектонических структур разрушения <sup>2</sup> привело автора к разработке предложенного впервые в работах [5—7] метода реконструкции полей тектонических напряжений различных уровней и определения следующих характеристик этих полей: ориентации главных напряжений, соотношения их величин, характеризующего коэффициентом Лодэ—Надаи, а также относительной величины касательного напряжения  $\tau_n / \tau_{\max}$ , действующего на произвольно ориентированных площадках [8].

В отличие от используемых в настоящее время в геологии и сейсмологии этот метод, развивающий известные представления М. В. Гзовского [3, 4] и А. В. Введенской [2], а также Ю. В. Ризниченко [20] и Б. В. Кострова [12], не вводит каких-либо существенных ограничений на возможные соотношения между характеристиками направлений главных осей действующего в массиве поля напряжений и ориентацией сдвиговых плоскостей, реализующихся под действием этих напряжений. При этом реализация плоскостей в соответствии с гипотезой  $\tau_{\max}$  допускается используемой моделью разрушения лишь в качестве частного случая.

В настоящей работе рассматриваются выявленные по геологическим данным кинематические особенности трещинных структур и на их основе формулируется кинематическая модель тектонического разрушения, которая положена в основу метода реконструкции тектонических напряжений различных уровней.

## **1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕКТОНИЧЕСКИХ СТРУКТУР РАЗРУШЕНИЯ**

Метод реконструкции направлений действия тектонических напряжений исходит из установленных кинематических закономерностей тектонического и сеймотектонического разрушений массивов горных пород, проявление которых характеризует устойчивость направлений главных осей действующего в массиве макроскопического поля напряжений. Эти закономерности были впервые выявлены и описаны автором [5, 6] на основе измерений направлений борозд скольжения, наблюдаемых в массивах горных пород на поверхностях гетерогенных трещин. Борозды скольжения являются следами последних из происшедших по трещинам наиболее молодых сдвиговых тектонических подвижек. Следы более древних смещений, как правило, или полностью стираются, или, если и сохраняются, характеризуются значительно худшей сохранностью. Поэтому наблюдаемые в различных по возрасту горных породах следы сдвиговых смещений несут информацию лишь о последнем наиболее молодом поле напряжений, соответствующем, по-видимому, одному из последних этапов активизации новейших тектонических движений. При анализе борозд скольжения наиболее сложным является решение вопроса о знаке смещения. Наличие минерализации по трещине позволяет решать этот вопрос однозначно по друзовидным скоплениям минералов со

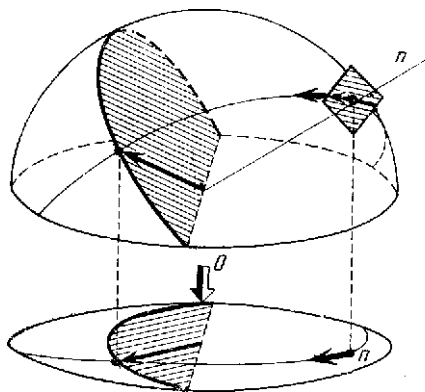
---

<sup>1</sup> Под структурой разрушения «наивысшего уровня» подразумевается вся совокупность сходных по масштабам и наибольших по площади реализованной поверхности сдвиговых смещений.

<sup>2</sup> Под «сеймотектонической структурой» разрушения понимается совокупность различных по генезису нарушений, развитие которых сопровождается выделением сейсмической энергии. Кинематические особенности этих структур рассматриваются в работах [8, 17].

стороны более крутых уступов в чешуйчатом рельефе поверхности берегов трещины. Знак смещения при этом определяется как направление, в котором трение по анализируемой поверхности трещины оценивается как наименьшее. В остальных случаях знак смещения, как правило, уверенно определять не удастся, и в этих случаях измеряется ориентация линии скольжения без указания знака смещения.

Прежде чем перейти к изложению выявленных особенностей структур разрушения, остановимся на способе графической фиксации направления относительного движения крыльев нарушений. Используемый принцип графического изображения структуры, изложенный в работах [5, 14], сводится к последовательному построению с помощью стереографической сетки Вульфа проекций каждого из направлений сдвиговых смещений анализируемого структурного уровня на поверхность сферы единичного радиуса (рис. 1).



**Рис. 1.** Способ фиксации направления сдвигового смещения на стереограмме в точке полюса нарушения

При этом точка выхода на верхнюю полусферу нормали  $n$  к плоскости нарушения соответствует положению на стереограмме полюса нарушения, а направление относительного смещения висячего крыла нарушения фиксируется стрелкой, исходящей из точки полюса и совпадающей со следом плоскости, в которой лежат вектор подвижки и нормаль  $n$ .

Стереогаммы такого типа (рис. 2), называемые автором кинематическими, характеризуют поле направлений сдвиговых смещений определенного структурного уровня, происшедших в пределах анализируемого объема горных пород. Исследование тур разрушения с помощью построения кинематических стереограмм на основе полевых геологических измерений ориентировок борозд скольжения позволило выявить определенные объемы горных пород, в пределах которых фиксировалась строго закономерная устойчивая для объема упорядоченность всей совокупности направлений трещинных смещений при широком, неравномерном и неустойчивом спектре распределения ориентировок сдвиговых поверхностей. Отдельные примеры этих структур изображены на рис. 2. Приведенные на этом рисунке сводные для таких объемов кинематические стереограммы трещинных структур отображают поле направлений сдвиговых смещений, зафиксированных в пределах объемов не более 50—100 м<sup>3</sup> по кальцитовым бороздам скольжения на поверхностях трещин, протяженность которых лежит в пределах от 0,5 до 10—15 м. Эти диаграммы иллюстрируют выявленные и описанные ранее [5, 6] два чисто геометрических типа упорядоченности ориентировок сдвиговых смещений наивысшего структурного уровня, проявляющихся в массивах горных пород — одноосный (рис. 2, а—е) и трехосный (рис. 2, ж—и). Важно отметить, что анализ опубликованных результатов микроструктурного исследования шлифтов горных пород [14, 19] свидетельствует о проявлении аналогичных типов упорядоченности и на микроструктурном уровне сдвиговых смещений, развивающихся в пределах микрообъемов по плоскостям спайности и двойникования зерен кристаллов.

Выявленная особенность кинематики структур сводится к тому, что в горных породах на определенных уровнях сдвиговых смещений проявляются объемы, в пределах которых ориентировки смещений лишь наивысшего для анализируемого объема уровня оказываются строго закономерно связаны с одним (для одноосных структур) или с тремя взаимно ортогональными (для трехосных структур) направлениями. На рис. 2 показаны проекции этих направлений и перпендикулярных им плоскостей, в области которых

Выявленная особенность кинематики структур сводится к тому, что в горных породах на определенных уровнях сдвиговых смещений проявляются объемы, в пределах которых ориентировки смещений лишь наивысшего для анализируемого объема уровня оказываются строго закономерно связаны с одним (для одноосных структур) или с тремя взаимно ортогональными (для трехосных структур) направлениями. На рис. 2 показаны проекции этих направлений и перпендикулярных им плоскостей, в области которых

фиксируется смена знака смещений. Выделенные направления, которые можно условно называть кинематическими осями структуры, оказываются сходными во всех участках объема, хотя ориентировки одномасштабных сдвиговых поверхностей в их пределах существенно различны. Явление устойчивости направлений кинематических осей структуры разрушения при различной ориентации одномасштабных сдвиговых поверхностей характеризует одну из основных особенностей как тектонических, так и сеймотектонических структур разрушения [5, 6, 8].

Ранее в работах [5, 6] графическим путем было показано, что направления кинематических осей структуры и сдвиговых смещений связаны между собой зависимостью, аналогичной той, которая связывает направления главных осей напряжений и ориентировки касательных напряжений, действующих на произвольно ориентированных площадках в однородно-напряженном объеме. В соответствии с теорией напряженного состояния эта зависимость определяется следующим выражением [6, 7]:

$$\begin{aligned}\cos \beta_1 &= n_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_n}{\tau_n} = n_1 \frac{m_1^2 + (m_1^2 + n_3^2)(\mu_\sigma + 1)}{|T|}, \\ \cos \beta_3 &= n_3 \frac{\sigma_3 - \sigma_n}{\tau_n} = -n_3 \frac{m_3^2 + (m_1^2 + n_3^2)(1 - \mu_\sigma)}{|T|}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  — главные нормальные напряжения ( $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ );  $\tau_n$  и  $\sigma_n$  — касательное и нормальное напряжения на площадке с нормалью  $n$ ;  $\beta_1$  и  $\beta_3$  — углы между направлением  $\tau_n$  и главными осями  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  соответственно;  $n_{1,2,3}$  — косинусы углов, образованных нормалью  $n$  с осями  $\sigma_{1,2,3}$ ;  $m_{1,2,3}$  — синусы этих же углов;  $\mu_\sigma$  — коэффициент Лодэ — Надаи, характеризующий вид напряженного состояния (форму эллипсоида напряжений). Все возможные значения этого коэффициента, определяемые выражением  $\mu_\sigma = [2(\sigma_2 - \sigma_3)/(\sigma_1 - \sigma_3)] - 1$ , заключены в пределах  $1 \geq \mu_\sigma \geq -1$ ;  $T$  — относительная величина касательного напряжения  $\tau_n / \tau_{\max}$ , действующего на площадке с нормалью  $n$ , определяемая выражением

$$T^2 = 4n_1^2 m_1^2 + 4n_1^2 (m_1^2 + n_3^2)(\mu_\sigma + 1) + n_2^2 m_2^2 (\mu_\sigma + 1)^2. \quad (2)$$

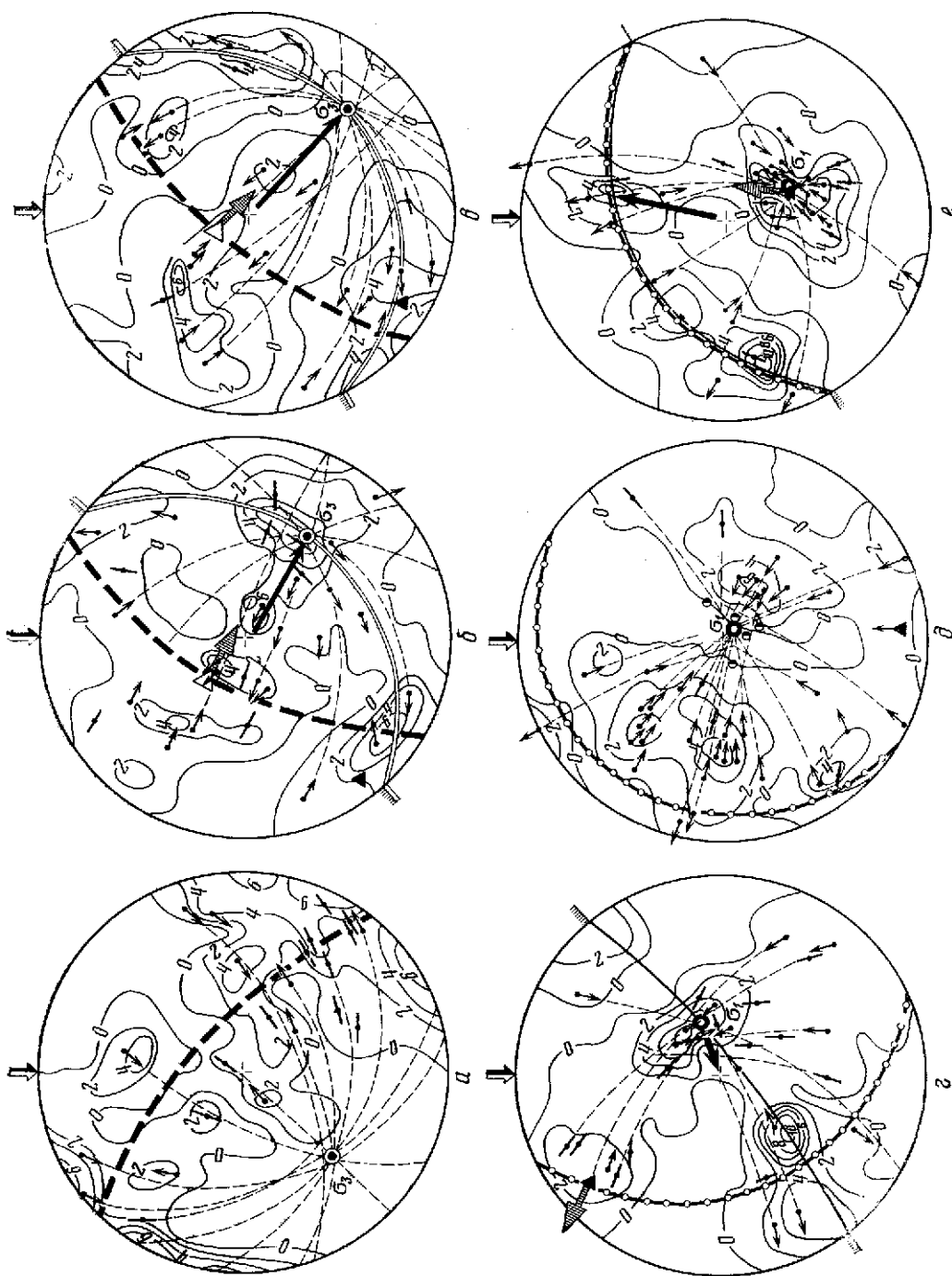
Для однородно-деформированного объема аналогичным (1) выражением определяется зависимость между направлением главных осей малых деформаций и направлением сдвигового перемещения, пропорционального деформации сдвига  $\gamma_n$  на каждом из произвольных плоских сечений данного объема. При этом достаточно заменить в формулах (1)  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  на  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  соответственно, а  $\tau_n$  — на  $\gamma_n$  и  $\sigma_n$  на  $\varepsilon_n$ .

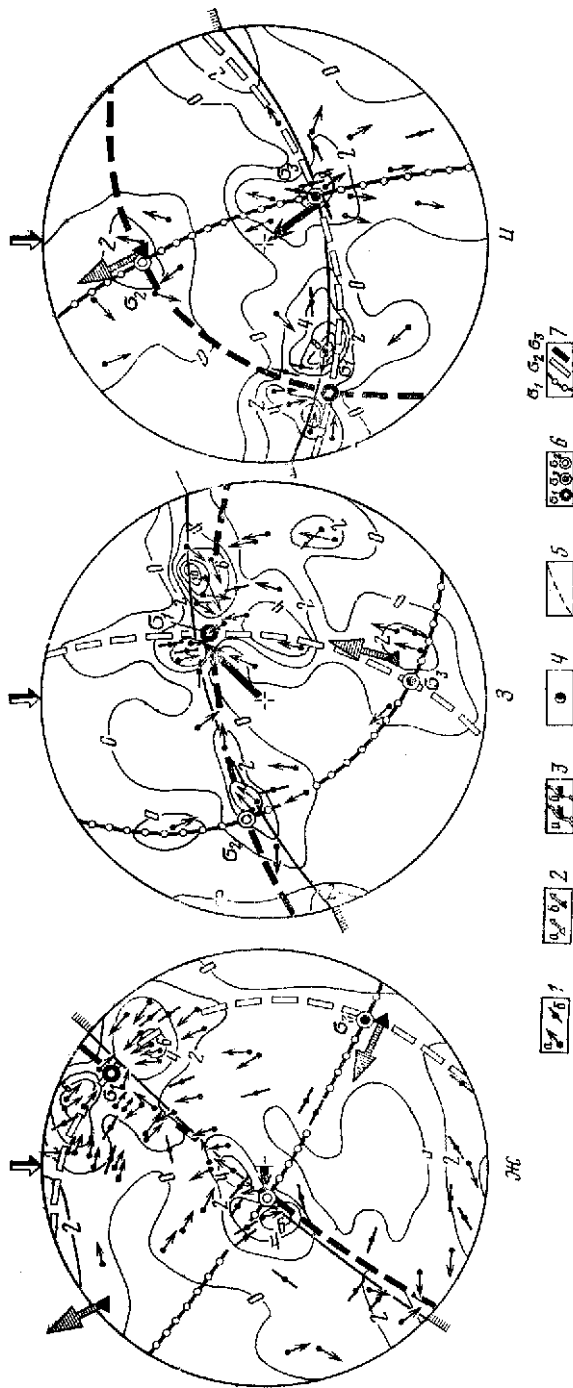
В однородном и изотропном объеме при простом нагружении имеет место соосность эллипсоидов напряжений и деформаций в каждой точке, а также совпадение на каждом из произвольно ориентированных плоских сечений направлений  $\tau_n$  и сдвигового смещения пропорционального  $\gamma_n$ .

Выражения (1) позволяют охарактеризовать в стереографической проекции свойственную такому объему взаимосвязь ориентировки главных осей напряжений с направлениями как  $\tau_n$ , так и  $\gamma_n$  с помощью стереограмм (рис. 3).

Стереогаммы отстраивались после расчета по формулам (1) значений  $\cos \beta_{1,3}$  для каждой из произвольно ориентированных площадок при заданных значениях  $\mu_\sigma$ , равных  $-1; -1/3; 0; +1/3; +1$ .

Рис. 3 иллюстрирует для верхнего полупространства поле направлений  $\tau_n$ , свойственное объему с единой ориентацией действующих в нем главных напряжений при различных видах его напряженного состояния. Эти стереогаммы позволяют формализовать тип взаимосвязи всей совокупности ориентировок  $\tau_n$  с направлениями  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  в виде сводной стереографической номограммы, приведенной на рис. 4. Номограмма характеризует весь спектр направлений действия  $\tau_n$ , допустимый для объема с единой ориентацией дей-



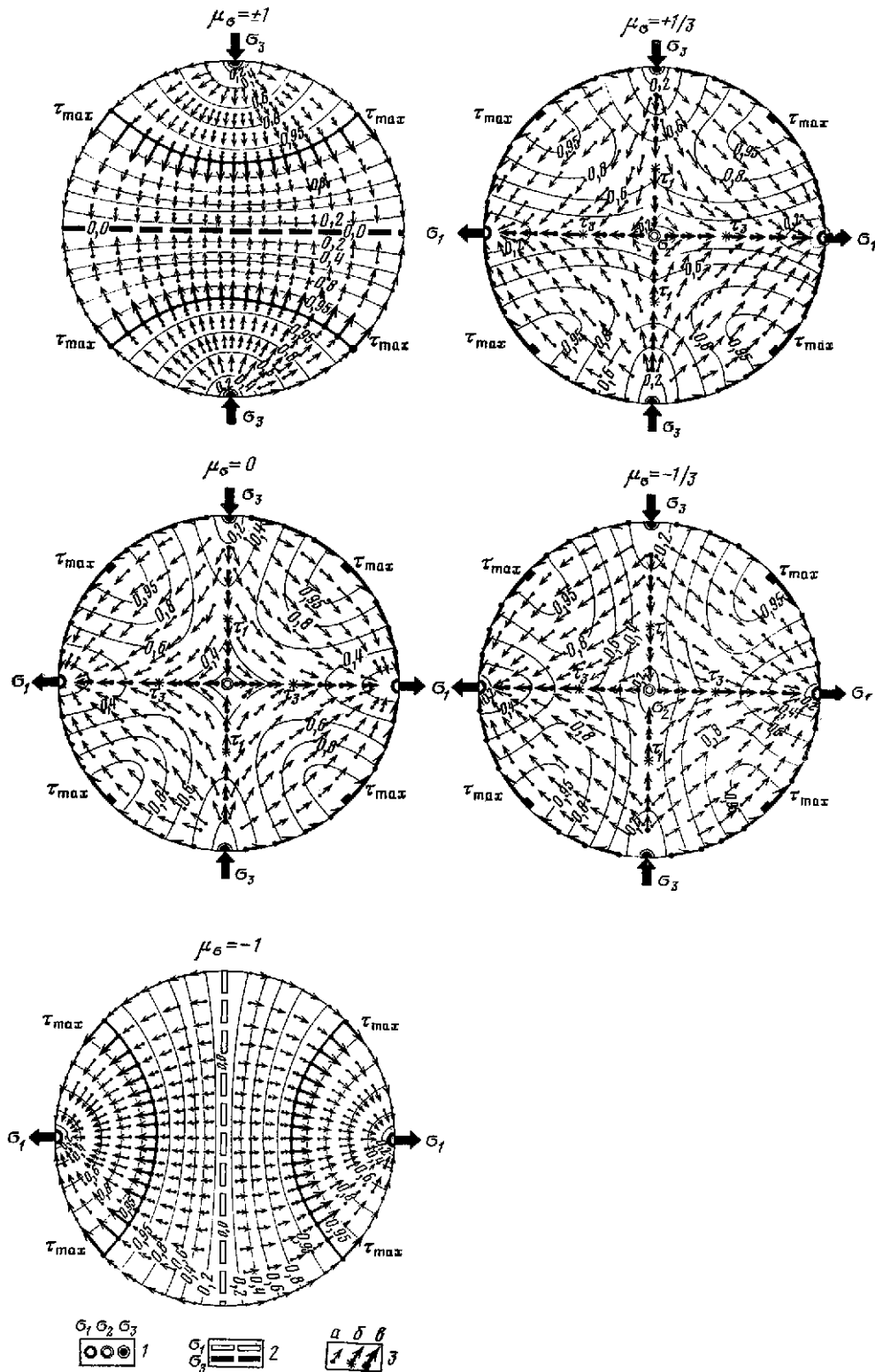


**Рис. 2.** Кинематические стереограммы трещинных структур массивов горных пород

$a-e$  — одноосные структуры ( $|\mu_{\text{ср}}|=1$ ):  $a-e$  — структуры «сжатия» ( $\mu_{\text{ср}}=+1$ );  $ж-и$  — структуры «растяжения» ( $\mu_{\text{ср}}=-1$ );  $ж-и$  — *трехосные структуры* ( $|\mu_{\text{ср}}| \neq 1$ );  $a$  — граниты  $S_{2-3}$ , руч. Терс, долина р. Чаткал (Зап. Тянь-Шань), 121 трещина;  $b$  — известняки  $r_3-N_1$ , правый берег р. Пскем в среднем течении, 126 трещин;  $c$  — известняки  $r_3-N_1$ , левый берег р. Пскем в среднем течении, 110 трещин;  $d$  — песчаники  $K_1$ , оз. Кара-куль, левый борт долины р. Сурхоб (северо-западный склон хр. Петра I), 86 трещин;  $e$  — известняки С. р. Чирчик, 133 трещины;  $ж$  — песчаники и алевроиты  $K_1$ , водораздел р. Дара-об и р. Руноу (хр. Петра I), 98 трещин;  $з$  — известняки  $K_2$ , среднее течение р. Дара-об (правый приток р. Хингоу хр. Петра I), 167 трещин;  $и$  — известняки  $K_2$ , правый берег, р. Хингоу у пос. Кафтар-Гузор, 89 трещин и — толщи известняков, песчаников, алевролитов  $K_1$ , устье р. Хингоу, правый берег, 103 трещины.

Проекция на верхнюю полушару: 1 — направлений сдвиговых смещений  
висячих крыльев трещинных нарушений, зафиксированных по кальцитовым

бороздам скопления с определенным ( $a$ ) и неопределенным ( $b$ ) знаками смещения; 2 — направлений сдвиговых разрывных смещений по поверхности тектонического разрыва ( $a$ ) и межформационного срыва (поверхности напластования) ( $b$ ); 3 — плоскости сместителя и направлений вектора сдвигового смещения для тектонического разрыва ( $a$ ) и межформационного ( $b$ ); 4 — полюсов раздвиговых трещин; 5 — следа плоскости, нормальной к поверхности трещины и параллельной направлению вектора подвигки; 6 — кинематических осей трещинной структуры, которым ставятся в соответствие направления действия алгебраически максимальных ( $\sigma_1$ ), алгебраически минимальных ( $\sigma_3$ ) и промежуточных ( $\sigma_2$ ) главных нормальных напряжений; 7 — плоскостей, фиксирующих смену знака сдвиговых подвигек и соответствующих плоскостям действия главных нормальных напряжений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$ . Изолиниями отобрано распределение плотностей полюсов трещин, приходящихся на 1% площади полушария. Оцифровка изолиний проведена в процентах от общего количества замеров плоскостей трещин

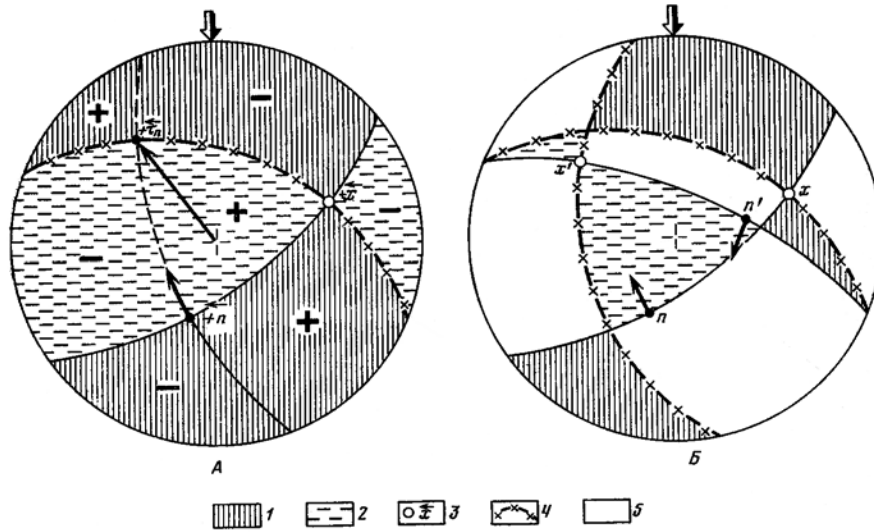
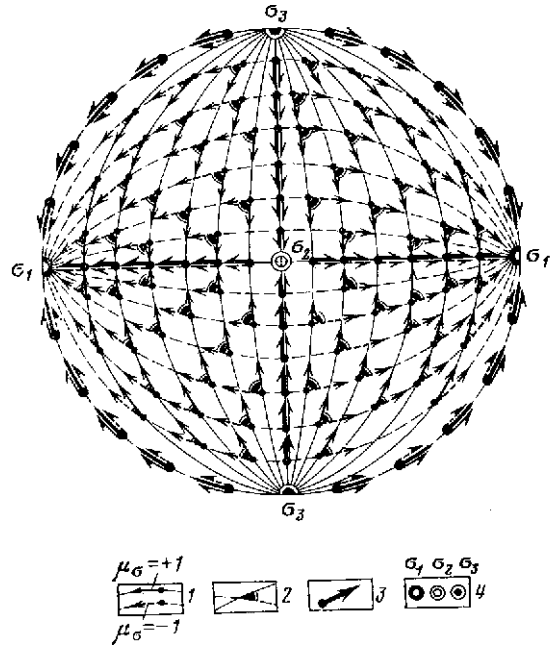


**Рис. 3.** Теоретические стереограммы поля направлений касательных напряжений ( $\tau_n$ ), для однородно-напряженного объема при различных видах его напряженного состояния ( $\mu_0$ )

Проекция на верхнюю полусферу: 1 – направлений действия главных нормальных напряжений:  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ , и  $\sigma_3$ ; 2 – плоскостей действия напряжения  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ ; 3 – направлений касательных напряжений, действующих в верхнем (внешнем) полупространстве на площадках произвольно ориентированных по отношению к направлениям главных напряжений (а), параллельных оси одного из главных нормальных напряжений (б) и параллельных площадкам действия главных касательных напряжений ( $\tau_{max}$ ) (в). Изолинии характеризуют распределение относительных величин касательных напряжений ( $\tau_n / \tau_{max}$ ) для всей совокупности сечений

**Рис. 4.** Стереографическая номограмма направлений  $\tau_n$ , допустимых для объема, в котором действует поле напряжений с единой ориентацией главных осей

- 1 — дуги больших кругов, фиксирующие для каждого из возможных сечений направления  $\tau_n$ , соответствующие предельным видам напряженного состояния;
- 2 — створы острых углов, определяющие для каждого из сечений весь диапазон допустимых направлений действия  $\tau_n$  при  $|\mu_\sigma| \neq 1$ ;
- 3 — направления действия касательных напряжений, постоянные при всех значениях  $\mu_\sigma$ ;
- 4 — проекции осей номограммы, соответствующих направлениям действия главных нормальных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2$  и  $\sigma_3$



**Рис. 5.** Стереографический способ определения допустимых вариантов ориентации теоретической номограммы для известной минимальной совокупности направлений  $\tau_n$

Стереограммы допустимых вариантов ориентации осей номограммы ( $\sigma_1, \sigma_3$ ) по отношению к направлениям действия  $\tau_n$ ; А — для одной произвольно ориентированной площадки действия  $\tau_n$ ; Б — то же, для двух.

Области полусферы, запрещенные для направления осей: 1 —  $\sigma_1$  (квадранты «сжатия»), 2 —  $\sigma_3$  (квадранты «растяжения»); 3 — направление  $x$ , допустимое для направлений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ; 4 — след площадки действия  $\tau_n$ , определяющий геометрическое место таких точек, с которыми не могут совпадать проекции осей  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ; 5 — незаштрихованные области (на рис. Б) соответствуют областям запрета для направлений как  $\sigma_1$ , так и  $\sigma_3$ ; на рис. А сходными знаками (либо только +, либо -) обозначены одноименные квадранты, определяющие все допустимые варианты совместной ориентации  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ .  
Остальные обозначения те же, что на рис. 3.



ствующих в нем главных напряжений, независимо от вида его напряженного состояния.

Определение с помощью этой номограммы направлений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  по известной минимальной совокупности ориентировок  $\tau_n$  (фиксируемых на стереограмме в географической системе координат) сводится к нахождению на стереограмме такого варианта пространственной ориентации осей этой номограммы ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ), при котором каждое из направлений  $\tau_n$  оказывается заключенным в выделенных на номограмме створах острых углов, ограничивающих для каждого сечения весь диапазон допустимых направлений  $\tau_n$ . Нахождение этого варианта может быть облегчено с помощью использования одного из двух основных, выделенных впервые Д. П. Маккензи<sup>1</sup> [23], ограничений на ориентацию осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  по отношению к направлению вектора  $\tau_n$ , вытекающих из теории напряжений. Для графической формализации этих ограничений используем в качестве системы координат правую ортогональную тройку единичных векторов  $\tau, \mathbf{n}, \mathbf{x}$ , однозначно-связанную с площадкой действия  $\tau_n$ . При этом за положительное направление вектора  $\tau_n$  примем направление касательного напряжения, действующего в верхнем полупространстве, за  $+\mathbf{n}$  — направление верхней нормали к площадке действия  $\tau_n$ , за направление  $\mathbf{x}$  — направление, перпендикулярное  $\tau$  и  $\mathbf{n}$ .

В силу того, что в правой, развернутой части равенства (1) второй множитель всегда не отрицателен, знаки  $\cos\beta_{1,3}$  не зависят от величины и знака  $\mu_\sigma$ , а определяются лишь знаком первого множителя  $n_1$  и  $n_3$ . При этом значения  $\cos\beta_1$  могут принимать лишь тот знак, что и  $n_1$ , тогда как  $\cos\beta_3$  — лишь знак, противоположный знаку  $n_3$ .

Следовательно, вся область допустимых ориентировок осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , нормируемая значениями  $\cos\beta_{1,3}$  и  $n_{1,3}$ , распадается по отношению к направлению  $\tau$  на строго определенные квадранты, образованные плоскостью действия  $\tau_n$  и плоскостью, нормальной к направлению вектора  $\tau$  (рис. 5, А). В силу указанного первого ограничения каждое направление  $\tau_n$  содержит информацию о направлении действия главных напряжений, которая сводится к отрицанию возможности ориентации: оси  $\sigma_1$  — в двух накрестлежащих квадрантах, в которых значения  $n_1$  и  $\cos\beta_1$  принимают противоположные знаки, условно называемые квадрантами «сжатия», а оси  $\sigma_3$  в двух других в квадрантах «растяжения», в которых  $n_3$  и  $\cos\beta_3$  имеют сходные знаки. При этом очевидно, что выделяемые для одной площадки действия  $\tau'_n$  (с векторами  $\tau', \mathbf{n}', \mathbf{x}'$ ) квадранты сжатия и растяжения (рис. 5, а) соответствуют одновременно и такой второй площадке действия  $\tau''_n$  (с векторами  $\tau'', \mathbf{n}'', \mathbf{x}''$ ), у которой направление  $+\tau''$  совпадает с направлением  $+\mathbf{n}'$ , а направление  $+\mathbf{n}''$  — с  $+\tau'$ <sup>2</sup>

В соответствии с рассмотренным первым типом ограничения, если в анализируемом объеме действует однородное по ориентации главных осей поле напряжений, то для каждой из произвольных совокупностей направлений действия  $\tau_n$  область пересечения всей совокупности квадрантов сжатия (вертикальная штриховка на рис. 5, б) должна фиксировать лишь одно и то же единое для всего объема направление оси  $\sigma_3$ , тогда как область пересечения квадрантов растяжения (горизонтальный пунктир на рис. 5, Б) — локализовать единое для объема направление оси  $\sigma_1$ . Графический способ выделения этих областей с учетом точности исходных измерений будет рассмотрен ниже.

<sup>1</sup> См. также статью О. И. Гущенко, В. А. Кузнецова «Определение ориентации...» в настоящем сборнике.

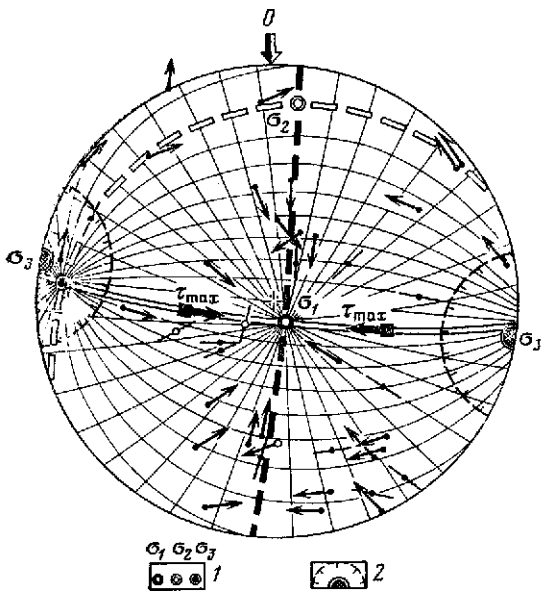
<sup>2</sup> Именно такой тип соотношения векторов характерен для двух взаимно ортогональных и равновероятных вариантов ориентации сдвиговой подвижки в очаге землетрясения, восстанавливаемых сейсмологическими методами [2]. Это позволяет выделять информацию о направлениях  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  по данным о механизмах очагов землетрясений с помощью кинематического метода.

В работе [23] рассмотрен второй тип ограничения, в соответствии с которым произведение двух направляющих косинусов  $n_1x_1$ , характеризующих ориентацию оси  $\sigma_1$  может принимать лишь тот же знак, что и произведение направляющих косинусов  $n_3x_3$ , характеризующих ориентацию оси  $\sigma_3$ . Из этого ограничения следует (рис. 5, А), что два искомого направления  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  должны одновременно располагаться лишь в одноименных (обозначенных на рис. 5, А либо только знаком плюс, либо только минус) квадрантах, образованных плоскостями, перпендикулярными векторам  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{x}$ , и характеризующихся сходством знаков для двух произведений направляющих косинусов  $n_1x_1$  и  $n_3x_3$ . Оба типа ограничения совместно для всей совокупности площадок действия  $\tau_n$  формализованы выше в виде стереографической номограммы направлений  $\tau_n$  (рис. 4). Указанный второй тип ограничения наиболее просто учитывается с помощью этой номограммы, использование которой осуществляется путем последовательного перебора всех возможных вариантов ориентации ее осей ( $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ ), лежащих в пределах выделенных областей пересечения секторов сжатия и растяжения (рис. 5, Б). При таком переборе находится вариант ориентации номограммы, при котором каждое из анализируемой совокупности направлений  $\tau_n$  оказывается заключенным в створе острого угла, ограниченного на сфере двумя дугами больших кругов. При этом одна из этих дуг должна проходить через точку полюса площадки действия  $\tau_n$  и проекцию оси  $\sigma_1$ , а другая — через тот же полюс и направление  $\sigma_3$ .

Кинематический анализ трещинных структур разрушения (рис. 2) показывает, что каждой совокупности направлений одномасштабных сдвиговых смещений, зарегистрированных в различных участках структуры, может быть поставлена в соответствие совокупность направлений касательных напряжений  $\tau_n$ , допустимых для объема, однородного по ориентации главных осей действующих в нем напряжений. При этом каждая из совокупностей этих направлений независимо от ориентации сдвиговых плоскостей аппроксимируется лишь одним и тем же, единым для всей структуры в целом, вариантом ориентации теоретической номограммы направлений  $\tau_n$ , оси которой ( $\sigma_1$ , и  $\sigma_3$ ) для каждой из совокупностей совпадают (с точностью до  $\pm 5^\circ$ — $10^\circ$ ) с показанными на сводной стереограмме (рис. 2) направлениями кинематических осей. На основании этого направления кинематических осей трещинной структуры принимаются за направления главных осей напряжений, действующих в рассматриваемом объеме, а направления сдвиговых подвижек — за направления  $\tau_n$ .

С целью проверки такого типа допущения автором, совместно с сотрудниками Горного института Кольского филиала АН СССР, проводилась реконструкция направлений главных напряжений в шахтах Хибинского массива в четырех пунктах измерений на основе трех принципиально различных методов — разгрузки, ультразвукового и кинематического анализа трещинной и разрывной структур. Один из примеров сводных стереограмм направлений современных сдвиговых смещений, зафиксированных на Расвумчоррском руднике (горизонт 600 м), представлен на рис. 6. На этой же стереограмме показаны направления оси  $\sigma_3$ , определенные с помощью первых двух методов [21, 22]<sup>1</sup>, и осей  $\sigma_1\sigma_2$  и  $\sigma_3$ , реконструированных методом кинематического анализа. Различие между направлениями  $\sigma_3$ , определенными различными методами, составляет  $8^\circ$ , что не выходит за пределы доверительного интервала точности их определений. Определенная согласованность результатов таких определений (с отклонениями, не выходящими за пределы  $10$ — $15^\circ$ ), полученная во всех четырех пунктах измерений, подтверждает правоту сделанного выше допущения о совпадении кинематических осей структур разрушения с направлениями главных нормальных напряжений.

<sup>1</sup> Для исследованного объема горных пород различия величин напряжений, определенных методом разгрузки [21], в двух других взаимно ортогональных сечениях лежат в пределах точности метода, что не позволило выявить направления  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  этим методом.



**Рис. 6.** Сопоставление результатов определения направлений главных напряжений, полученных с помощью методов разгрузки, ультразвукового и кинематического анализов (Расвумчоррский рудник Хибинского массива, горизонт 600 м)

- 1 — направления кинематических осей трещинной структуры, которым ставятся в соответствие оси  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ;
- 2 — направление оси  $\sigma_3$ , определенное с помощью методов разгрузки и ультразвукового [24, 25] (пунктиром ограничен диапазон вариаций этих определений).

На стереограмме двумя семействами дуг больших кругов выделен наилучший вариант ориентации теоретической номограммы направлений  $\tau_n$ , аппроксимирующий всю совокупность измеренных направлений борозд скольжения. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

Для понимания принципиальных особенностей процесса тектонической деформации массивов горных пород одним из наиболее важных моментов является выяснение характера взаимосвязи как полей напряжений, так и сдвиговых смещений различных уровней. О том, что такая связь должна существовать, свидетельствуют результаты моделирования, полученные в [18]. Поэтому при проведении полевых исследований автором особое внимание уделялось изучению трещинных структур в непосредственной близости от швов современных развивающихся тектонических нарушений высокого структурного уровня.

Кинематические стереограммы, приведенные на рис. 2, характеризуют трещинные структуры разрушения, зафиксированные для одного из крыльев крупных (протяженностью более 1 км) тектонических нарушений с известной ориентацией сдвиговой плоскости и вектора относительного смещения берегов разрыва. Эти стереограммы выявляют наличие определенной связи между направлением разрывного смещения, измеренного по бороздам скольжения на поверхностях берегов разрыва, и ориентацией кинематических осей трещинной структуры, зафиксированной в непосредственной близости от его шва. Эта связь выражается в тяготении кинематических осей трещинной структуры к трем взаимно ортогональным направлениям, характеризующим ориентацию смещения по разрыву: направлениям векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{x}$ , где  $\mathbf{t}$  — направление вектора смещения по разрыву, а  $\mathbf{n}$  — нормаль к плоскости разрыва. При этом каждая из осей, как это следует из рисунка, может совпадать как с направлением  $\mathbf{t}$ , так и с  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{x}$ .

Указанные закономерности ориентации кинематических осей трещинных структур характеризуют вторую особенность тектонических структур разрушения. Эту особенность можно объяснить исходя из результатов, полученных ранее Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой на основе исследований напряженного состояния моделей, содержащих сдвиговые нарушения [17, 18]<sup>1</sup>. Было показано, что если трение между берегами невелико, то вблизи разрыва происходит существенная перестройка исходного поля напряжений (поля высокого уровня), в результате которой возникает локальное поле (поле более низкого уровня). Важная черта этого локального поля состоит в том, что его главные оси  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  могут ориентироваться по трем взаимно ортогональным направлениям, тяготеющим к направлениям векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{x}$ ,

<sup>1</sup> См. также статьи Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» и «Изучение локального...» в настоящем сборнике.

причем каждая из осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля может совпадать с любым из этих векторов. Таким образом, было показано, что имеет место существенное влияние ориентации разрывного нарушения высокого уровня и смещения по нему на ориентацию поля напряжений, а следовательно, и сдвиговых смещений более низкого уровня.

Сопоставляя эти результаты со второй особенностью структур разрушения в крыльях крупных разрывов, можно с большим основанием утверждать, что кинематические оси этих структур являются осями напряжений не того поля, которое вызвало смещение по разрыву, а поля напряжений более низкого уровня, обусловленного наличием крупного разрыва и смещения по нему. При этом с направлением вектора смещения по разрыву может совпадать ориентация как оси  $\sigma_3$  (рис. 2, б, в, и), так и осей  $\sigma_1$  (рис. 2, г, з) или  $\sigma_2$  (рис. 2, ж) поля напряжений низкого уровня.

Статистический анализ ориентировок всей совокупности поверхностей трещин, отраженный на приведенных стереограммах (рис. 2) в виде изолиний плотностей их полюсов, выявляет третью особенность тектонических структур разрушения. Эта особенность выражается в преобладании в трехосных структурах разрушения ( $|\mu_o| \neq 1$ ) во всех объемах (независимо от их структурного положения), как правило, одновременно двух семейств сдвиговых поверхностей, каждое из которых включает в себя широкий спектр различно ориентированных трещин. В геологической литературе такие семейства выделяются под наименованием поясов трещиноватости [11]. Одно из этих семейств, наиболее часто встречающееся в структурах, объединяет комплекс плоскостей трещин, тяготеющих к положению, перпендикулярному плоскости действия  $\sigma_2$  (рис. 2, ж, з, и), другое включает в себя в одних случаях совокупность поверхностей, перпендикулярных плоскости действия  $\sigma_3$  (рис. 2, ж, з), в других —  $\sigma_1$  (рис. 2, и). При этом статистические максимумы ориентировок трещин, входящих в эти пояса, тяготеют к площадкам главных касательных напряжений  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ .

Совместное проявление указанных семейств сдвиговых поверхностей в трещинных структурах разрушения, по-видимому, может свидетельствовать об их преимущественной реализации в процессе тектонической деформации массива горных пород. Особенность ослабленных сечений, перпендикулярных к плоскостям действия главных напряжений, заключается в том, что независимо от величины  $\mu_o$  направления  $\tau_n$  на них всегда постоянны (рис. 3). В то же время для тех из сечений, которые лишь тяготеют или даже бесконечно близки к положению, перпендикулярному плоскости действия  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , характерна наибольшая изменчивость (до  $90^\circ$ ) направлений действия  $\tau_n$  (рис. 4) при изменениях во времени вида напряженного состояния ( $\mu_o$ ) деформируемого объема. По-видимому, можно допускать, что эта особенность второй из указанных групп сечений может рассматриваться в качестве одного из факторов, который существенно облегчает возможность реализации этих нарушений при изменениях соотношений величин главных нормальных напряжений в процессе тектонического нагружения массива горных пород<sup>1</sup>.

Геологические наблюдения над строением зон сдвиговых нарушений различных структурных уровней от микротрещин до крупных региональных разрывов приводят к выводу о широком и повсеместном проявлении в массивах горных пород процесса «структурного залечивания» сдвиговых плоскостей. Этот процесс проявляется в подсечении берегов возникших сдвиговых плоскостей более поздними различно ориентированными сдвиговыми смещениями. По мнению автора, структурное залечивание сдвиговых плос-

<sup>1</sup> Вопрос о том, каковы закономерности, описывающие положения «ослабленных» сечений, представляется достаточно сложным и нуждается, на наш взгляд, в дальнейшем изучении и уточнении. Заметим, что любая гипотеза о потенциально опасных в смысле разрушения ослабленных сечениях должна включать хотя бы минимальное число параметров, характеризующих прочность конкретного материала (например, величины пределов прочности на растяжение, сжатие и сдвиг).— *Прим. ред.*

костей, возникающих в процессе деформации массива горных пород, является одним из факторов, обеспечивающих относительную устойчивость во времени как его прочностных свойств, так и устойчивость направлений главных осей действующих в массиве напряжений наивысшего уровня.

## **2. КИНЕМАТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП РЕКОНСТРУКЦИИ ТЕКТОНИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ**

Одним из наиболее важных моментов при интерпретации геологических, сейсмологических и геодезических данных о тектонических движениях с целью восстановления направлений главных осей деформаций и напряжений является характеристика принципиальных особенностей строения и свойств деформируемого массива горных пород, а также того основного процесса, с помощью которого обеспечивается изменение его формы. Исходя из особенностей трещинных структур разрушения и исследованных по сейсмологическим данным сеймотектонических структур [8], в основу метода реконструкций тектонических полей напряжений была положена кинематическая модель разрушения. Эта модель накладывает строго определенные ограничения на кинематические характеристики разрушения массива, в пределах которого на определенном структурном уровне действует однородное по ориентации главных осей поле напряжений. Основные положения этой модели могут быть сведены к следующим четырем пунктам.

1. В процессе деформации такого массива каждое из ослабленных (наличием более древних трещин) сечений массива лишь определенного наивысшего структурного уровня находится под воздействием устойчивого во времени, единого по ориентации главных осей макроскопического поля напряжений. Деформация массива осуществляется в соответствии с теорией пластичности Батдорфа — Будянского [1, 13, 15], основанной на концепции скольжения.

2. Сдвиговая подвижка определенного наивысшего структурного уровня (превосходящая по площади реализованной поверхности характерный для массива размер структурных неоднородностей) возникает на ослабленном сечении под действием напряжения и совпадает по направлению с ориентацией вектора  $\tau_n$ . Ориентация этих подвижек связана с направлениями главных осей напряжения наивысшего для массива уровня зависимостью (1).

3. Особенности развития структуры массива, подверженного воздействию сжимающих напряжений, в значительной, степени обуславливаются взаимодействием двух встречных механических процессов. С одной стороны — процесса формирования в направлении ослабленного сечения массива единой сдвиговой плоскости нарушения наивысшего структурного уровня. Формирование этого нарушения происходит по тому из произвольно ориентированных ослабленных сечений массива, в направлении которого достигается предел длительной прочности сечения на скол. Это процесс сопровождается последовательным возрастанием площади реализованной единой плоскости нарушения; сближением векторов сдвигового смещения и  $\tau_n$ , соответствующего напряжениям наивысшего для массива уровня, и при достижении определенного масштаба нарушения совпадением этих векторов; уменьшением трения между берегами развивающегося нарушения и локальным изменением в его окрестностях направлений действия главных напряжений низкого масштабного уровня. С другой стороны — процесса структурного залечивания единой сдвиговой плоскости возникшего нарушения, обуславливаемого подсечением и смещением отдельных участков его берегов более поздними различно ориентированными сдвиговыми подвижками низкого структурного уровня. Этот процесс сопровождается возрастанием трения между берегами нарушения, расчленением его поверхности, перераспределением и выравниванием поля напряжений низкого масштабного порядка в его окрестностях и в конечном счете завершается относительным отмиранием этого нарушения в качестве единой сдвиговой поверхности высокого

структурного уровня. Структурное залечивание сдвиговых плоскостей, возникающих в процессе деформации однородно-нагруженного массива горных пород, по-видимому, может рассматриваться в качестве одного из факторов, который обуславливает практически полное отсутствие взаимодействия между сдвиговыми смещениями одного структурного уровня.

4. Каждое из сдвиговых смещений наивысшего уровня вызывается и обуславливается лишь воздействующими на весь массив в целом напряжениями, характеризующими наиболее устойчивую и однородную часть поля напряжений, возникающего в массиве. Смещения более низких уровней определяются менее устойчивыми неоднородными для всего объема в целом локальными напряжениями различных уровней. При последовательном увеличении масштаба рассмотрения особенностей развития деформационной структуры каждого из более мелких участков объема и уменьшении отрезков времени полное поле напряжений может быть охарактеризовано определенным спектром действующих в массиве полей напряжений различных уровней. При этом каждый из уровней действующих в массиве полей напряжений будет характеризовать ту часть полного поля, которая вызывает смещения по ослабленным плоскостям лишь определенного фиксированного масштабного порядка.

В качестве одного из факторов, обуславливающих взаимосвязь различных уровней полей напряжений, действующих в массиве горных пород, может рассматриваться приспособление направлений осей напряжений низких уровней к ориентации развивающегося и окрестностях деформируемого объема сдвигового смещения более высокого масштабного порядка.

В соответствии с первыми тремя положениями этой модели, если в анализируемом объеме на определенном уровне действует устойчивое и единое по ориентации главных осей макроскопическое поле напряжений, то вся совокупность направлений сдвиговых подвижек наивысшего уровня, обуславливаемая действием этого поля, должна быть связана с направлением его главных осей строго определенной функциональной зависимостью (1). Эта зависимость графически формализована в виде стереографической номограммы направлений  $\tau_n$  (а в соответствии с используемой моделью — и сдвиговых разрывных смещений), допустимых для однородного по ориентации действующих главных напряжений объема (рис. 4).

При реконструкции напряжений по геологическим данным структурные уровни подвижек предварительно выделяются по масштабным порядкам анализируемых сдвиговых плоскостей: разрывов, макротрещин, микротрещин и т. д., а при анализе сейсмологических данных — либо по величине магнитуды ( $M$ ) или энергетическому классу землетрясений, либо по величине сейсмического момента в очагах землетрясений.

В основе алгоритма определения тектонических напряжений, предложенного автором в работе [6], лежит следующая строго определенная последовательность реконструкций трех характеристик полей напряжений на каждом из анализируемых уровней сдвиговых смещений.

1. Проверка с помощью теоретической номограммы направлений  $\tau_n$  (рис. 4) правомерности предположения об устойчивости и единстве ориентации главных осей напряжений последовательно для каждого из формально обособленных минимальных по величине объема и анализируемому интервалу времени массивов горных пород. Поле напряжений в анализируемом объеме считается однородным по ориентации главных осей напряжений, если каждая из минимальных совокупностей направлений сдвиговых подвижек (совпадающих с направлением  $\tau_n$ ), зарегистрированных в его пределах, может быть аппроксимирована, с заданной точностью лишь одним и тем же, единым для всего объема в целом, вариантом ориентации этой номограммы. На этой стадии реконструкции для каждого из таких объемов определяются направления главных осей напряжений, а также однозначные варианты ориентации реализованных в очагах землетрясений сдвиговых плоскостей [6] и выявляется минимальный порядок сдвиговых плоскостей, соответствующий

щий нижней границе уровня смещений, обусловливаемого действием реконструированных напряжений.

2. Определение для каждой из сдвиговых плоскостей соотношений величин главных нормальных напряжений ( $\mu_\sigma$ ), вызвавших подвижку, и выделение участков объема и отрезков времени, для которых величина  $\mu_\sigma$  может считаться устойчивой. Определение значения  $\mu_\sigma$  может производиться с использованием лишь сдвиговых поверхностей, не ортогональных плоскостям действия главных нормальных напряжений ( $\sigma_1\sigma_2\sigma_3$ ), так как площадки, перпендикулярные этим плоскостям, характеризуются независимостью направления  $\tau_n$  от величины  $\mu_\sigma$ . Величина  $\mu_\sigma$  может рассчитываться на основе соотношений (1) или по формуле

$$\mu_\sigma = \frac{x_1n_1 - x_3n_3}{x_1n_1 + x_3n_3}. \quad (3)$$

3. Определение относительной величины касательных напряжений  $\tau_n/\tau_{\max}$ , вызвавших каждую из сдвиговых подвижек. Эта величина может быть рассчитана по формуле (2) или по формуле

$$\frac{\tau_n}{\tau_{\max}} = 2n_3 \left( \frac{x_3}{x_2} \cos \beta_2 - \cos \beta_3 \right). \quad (4)$$

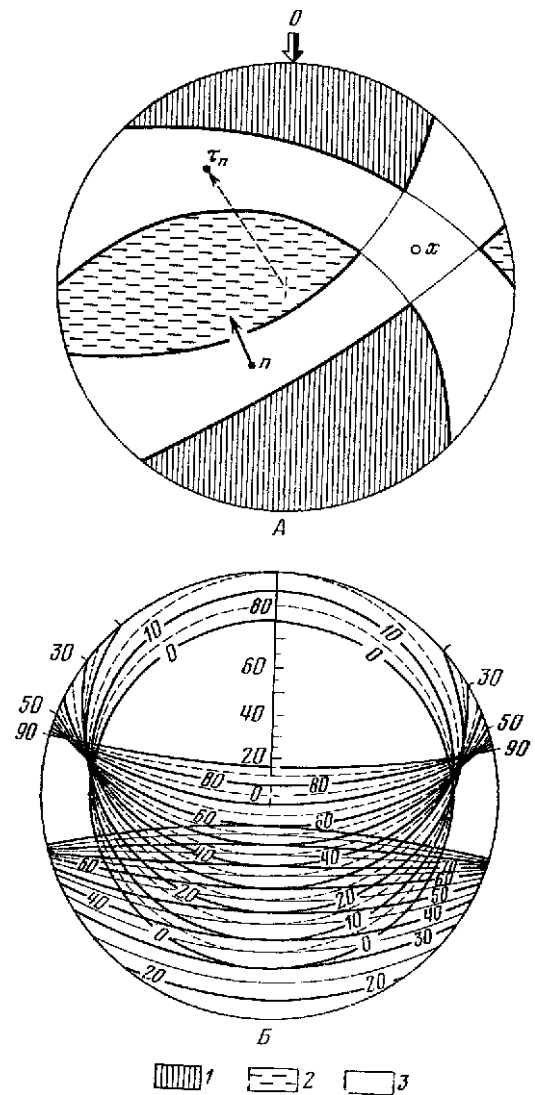
Применительно к современной стадии деформирования оценка предельно допустимых значений  $\tau_n/\tau_{\max}$  для основных элементов структурной зональности земной коры (разрывов и крыльев складчатых структур), известных по геологическим данным, может рассматриваться в качестве одного из перспективных направлений районирования земной коры по степени ее сейсмической опасности. При этом в первом приближении, по-видимому, можно считать, что чем выше относительная величина касательных напряжений, действующих на анализируемых тектонических нарушениях, тем выше их сейсмическая опасность.

В работе А. В. Никитина и С. А. Юнги [16] рассматривается один из возможных аналитических вариантов решения той же задачи об определении направлений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  и  $\mu_\sigma$  по совокупности сдвиговых подвижек, постановка и решение которой рассматривались ранее в работах [5—7] и обсуждаются в настоящей статье. При этом, подразумевая в неявном виде улучшение предложенного ранее метода решения этой задачи, авторы работы предлагают несколько видоизменить положенный в его основу алгоритм определения напряжений путем введения еще одного допущения о постоянстве величины  $\mu_\sigma$ , равносильного допущению о постоянстве соотношений величин главных нормальных напряжений, обуславливающих возникновение каждой из подвижек анализируемой минимальной совокупности. Как было показано ранее [6], для решения поставленной задачи прямой необходимости в этом новом допущении нет. Более того, установленные в [8] явления изменчивости  $\mu_\sigma$  во времени, а также преимущественной реализации в однородно-нагруженных массивах горных пород сдвиговых поверхностей, перпендикулярных плоскостям действия  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  (рис. 2, ж — и), т. е. поверхностей, «неудобных» для данного алгоритма (в силу независимости для таких поверхностей направления действия  $\tau_n$  от величины  $\mu_\sigma$ ), должны существенно снизить надежность результатов определения напряжений, получаемых с помощью такого алгоритма. К недостаткам этого алгоритма следует отнести также и сложность анализа влияния точности входных данных на результат определения указанных выше характеристик напряжений. В то же время определенным преимуществом алгоритма А. В. Никитина и С. А. Юнги является малое количество сдвиговых подвижек, необходимых для расчета искомых величин, которое может быть ограничено всего лишь четырьмя различными по ориентации сдвиговыми площадками.

Остановимся на основных методических принципах определения направлений главных осей напряжений по минимальной совокупности направлений сдвиговых подвижек одного структурного уровня с учетом точности их

измерений. Начальная стадия этого определения сводится к выделению на стереограмме для каждой из сдвиговых подвижек анализируемой совокупности соответствующих этим подвижкам секторов сжатия и растяжения (рис. 7, А). При выделении этих областей необходимо учитывать предельную величину возможной погрешности измерений ориентировки плоскости сместителя и вектора сдвигового смещения, так как она обуславливает сокращение на стереограмме площадей достоверных, информативных для напряжений областей — секторов сжатия и растяжения. Так, при точности определения ориентации сдвиговой плоскости  $\pm 15^\circ$  (за пределы которой, как правило, не выходят геологические и сейсмологические определения) участок сферы, в пределах которой может лежать след этой плоскости при указанной точности измерения ее ориентации, ограничивается следом конической поверхности с телесным углом при вершине конуса  $150^\circ$  и осью, совпадающей с измеренным направлением нормали к плоскости нарушения (одна из незаштрихованных полос на рис. 7, А). Аналогичной поверхностью ограничивается на стереограмме область, в пределах которой при точности измерения  $\pm 15^\circ$  может лежать след плоскости, нормальной вектору сдвиговой подвижки. Два следа указанных конических поверхностей с взаимно ортогональными осями ограничивают секторы достоверного отрицания для направления оси  $\sigma_1$  (вертикальная штриховка) и  $\sigma_3$  (горизонтальный пунктир).

Необходимые для выделения этих секторов графические построения легко осуществляются при помощи предварительно отстроеной конической палетки (рис. 7, Б). Способ построения палетки сводится к следующему. На стереографическую сетку Вульфа накладывается восковка, на которой поднимается внешняя окружность сетки и ее верхний радиус, которым фиксируется единый для всех отстраиваемых кониче-



**Рис. 7.** Выделение достоверной информации о направлениях главных осей напряжений по известной ориентировке сдвигового смещения (при точности измерения ориентации плоскости сместителя и вектора сдвиговой подвижки  $\pm 15^\circ$ )

А — выделение достоверных областей запрета для направлений главных осей напряжений; Б — коническая палетка для выделения этих областей при точности исходных измерений  $\pm 15^\circ$ ; 1 — область стереограммы, запретная для ориентации  $\sigma_1$  (сектор «сжатия»); 2 — оси  $\sigma_3$  (сектор «растяжения»); 3 — области стереограммы, определяющие диапазон вариаций плоскости сместителя и плоскости, нормальной вектору сдвигового смещения, при точности их измерений  $\pm 15^\circ$  и соответствующие областям, для которых информация о направлениях главных осей напряжений не может считаться достоверной. Остальные обозначения те же, что на рис. 3



ских поверхностей азимут восстания их осей. Затем с помощью той же сетки на восковке отстраивается след каждой конической поверхности с телесным углом  $150^\circ$  последовательно для каждого из возможных углов наклона ее оси к направлению на зенит от  $0$  до  $90^\circ$  с шагом в  $5^\circ$ . Каждому построенному следу конической поверхности, а также фиксируемой на верхнем радиусе палетки точки проекции ее оси приписывается значение угла наклона этой оси.

Последовательное совмещение точки выхода на верхнюю полусферу направления вектора смещения, а затем и полюса сдвиговой плоскости с верхним радиусом этой палетки позволяет перенести на стереограмму след той конической поверхности, угол наклона оси которой соответствует углу наклона зафиксированного направления.

После проведения указанных построений на этой же стереограмме покрываются штриховкой площади секторов достоверного отрицания возможности ориентации осей  $\sigma_1$  (сектора сжатия) и  $\sigma_3$  (сектора растяжения), выделяемых в соответствии с направлением стрелки, фиксирующей ориентацию сдвиговой подвижки: стрелка ориентирована в направлении от сектора сжатия в сторону сектора растяжения (рис. 7, А).

Построение сводной стереограммы всех секторов сжатия для анализируемой минимальной совокупности подвижек (включающей в себя, как правило, не менее 8—10 различно ориентированных сдвиговых плоскостей) позволяет графическим путем ограничить и локализовать участок сферы, не перекрывающийся этими секторами. Выделенный участок соответствует области стереограммы, допустимой для направления оси  $\sigma_1$ . В свою очередь сводная стереограмма достоверных секторов отрицания для направления оси  $\sigma_3$  (сектора растяжения) аналогичным образом локализует область, допустимую для направления этой оси <sup>1</sup>.

Локализация двух указанных областей стереограммы облегчает подбор такого варианта ориентации теоретической номограммы направлений  $\tau_n$  (рис. 4), который при допущении абсолютной точности исходных измерений наилучшим образом аппроксимирует анализируемую совокупность направлений сдвиговых смещений и обеспечивает возможность выделения тех из смещений, которые противоречат этому варианту. Тот вариант, которому в пределах точности измерений ориентации подвижек не противоречит абсолютное большинство (не менее 90%) анализируемых подвижек, определяет наиболее вероятный вариант ориентации главных осей напряжений. При этом два участка сферы, один из которых является запретным для секторов сжатия, а другой — для секторов растяжения, определяют в соответствии с принятой точностью измерения подвижек весь доверительный диапазон для направления осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  соответственно. Окончательная реконструкция этих направлений для объема, который в пределах задаваемой точности реконструкции может считаться однородным по ориентации главных осей напряжений, производится на сводной для всего объема в целом стереограмме всех минимальных совокупностей сдвиговых подвижек, зарегистрированных в его пределах.

Применение кинематического метода при анализе структур разрушения различных уровней как по геологическим, так и по сейсмологическим данным показывает, что, несмотря на относительно низкую точность измерений ориентировок сдвиговых подвижек, с помощью данного метода возможно выделение достоверных объемов, однородных по ориентации главных осей напряжений, для которых направления действия этих напряжений могут считаться устойчивыми с точностью до  $5$ — $10^\circ$  при  $80$ — $90\%$ -ном доверительном уровне определений.

Возможность выделения на основе сейсмологических данных о механизмах очагов слабых землетрясений с помощью кинематического метода тех из сейсмотектонических подвижек низких структурных уровней, которые могут рассматриваться в качестве индикаторов форшоковых изменений на-

<sup>1</sup> См. рис. 5, в, г из статьи О. И. Гуценко «Реконструкция поля...» в настоящем сборнике.

правлений действия главных напряжений, позволяет считать возможным использование этого метода в качестве метода регистрации кинематических предвестников сильных землетрясений [17].

Автор признателен ответственным редакторам настоящего сборника А. С. Григорьеву и Д. Н. Осокиной, а также А. А. Ильюшину за консультации по вопросам механики и высказанные критические замечания к статье, учтенные при ее написании, Л. А. Сим и З. Е. Шахмурадовой за техническую помощь в осуществлении необходимых расчетов, а также И. Г. Симбиревой и С. Л. Юнге за ознакомление с работой и ее использование в сейсмологической практике.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батдорф С. Б., Будянский Б. — В кн.: Механика, № 1 (71). М. ИЛ, 1961
2. Введенская А. В. Исследования напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М., «Наука», 1969.
3. Гзовский М. В. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1954, № 5.
4. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975.
5. Гущенко О. И. — ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2.
6. Гущенко О. И. — ДАН СССР, 1975, т. 225, № 3.
7. Гущенко О. И., Сим Л. А. — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. 23–25 октября 1974 г., Ленинград. М., 1974.
8. Гущенко О. И., Сим Л. А. — Изв. Вузов. Геология и разведка, 1977, № 12.
9. Гущенко О. И., Степанов В. В. — В кн.: Современные движения земной коры, № 5, Тарту, Изд-во АН ЭССР, 1973.
10. Гущенко О. И., Степанов В. В. — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. 23–25 октября 1974., Ленинград. М., 1974.
11. Данилович В. Н. Метод поясов в исследовании трещиноватости, связанной с разрывными смещениями. Иркутск, 1961.
12. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М., «Наука», 1975.
13. Линь Т. Г. — В кн.: Проблемы теории пластичности. М., «Мир», 1976, № 7.
14. Лукин А. И., Чернышев В. Ф., Кушнарев И. П. Микроструктурный анализ М., «Наука», 1965.
15. Малмейстер А. К. — Механика полимеров, 1965, № 4.
16. Никитин Л. В., Юнга С. Л. — Изв. АН СССР. Физика Земли, № 11, 1977.
17. Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гущенко О. И., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Международный симпозиум 27 мая — 3 июня 1974 г. Ташкент, «Фан», 1976.
18. Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 28–32.
19. Пэк А. В. — Труды ИГЕМ АН СССР. 1970, вып. 56.
20. Ризниченко Ю. В. — В кн.: Динамика земной коры. М., «Наука», 1965.
21. Турчанинов И. А., Марков Г. А., Иванов В. И., Козырев А. А. — В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., «Наука», 1973.
22. Турчанинов И. А., Ланин В. И. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1969, № 6.
23. McKenzie Dan P. — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1969, v. 59, N 2, p. 591–601.

О.И. ГУЩЕНКО

## РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОЛЯ МЕГАРЕГИОНАЛЬНЫХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ СЕЙСМОАКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ЕВРАЗИИ

Сейсмологические данные о механизмах очагов сильных ( $M \geq 4,5$  и  $K \geq 11$ ) землетрясений, опубликованные в работах [1, 2, 3, 14, 21, 24—27], свидетельствуют о широком спектре ориентировок плоскостей разрывов, реализующихся в каждом из сейсмоактивных объемов.

В указанных работах интерпретация ориентировок разрывных смещений с целью характеристики направлений действия главных напряжений, обусловивших возникновение сдвиговой подвижки в очаге, производится с позиций гипотезы максимальных касательных напряжений.

В основе этой интерпретации, предложенной А. В. Введенской [3, 5], лежит использование допущения о том, что две удаленные плоскости, разделяющие области сферического пространства с разными знаками первых смещений в волнах  $P$  на четыре квадранта и характеризующие два равновероятных варианта ориентации сдвиговой подвижки в очаге землетрясения, параллельны площадкам действия максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$ . Установленный сейсмологами факт резко различной ориентации одномасштабных сдвиговых подвижек, возникающих в пределах сейсмоактивных объемов, может приводить, исходя из гипотезы  $\tau_{\max}$ , лишь к выводу о том, что в качестве особенности тектонических напряжений всех уровней независимо от масштаба рассмотрения процесса тектонической деформации необходимо признавать неустойчивость как во времени, так и в пространстве ориентации трех главных осей напряжений ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ).

В работах Маккензи [28], Б. В. Кострова [15] и других [11—12] подчеркивалось, что широкое и повсеместное распространение в горных породах различных по генезису структурных дефектов в виде систем различно ориентированных ослабленных поверхностей не позволяет считать правомерным использование гипотезы  $\tau_{\max}$  при реконструкции направлений действия главных напряжений, вызвавших образование разрыва.

Наличие в массивах горных пород различно ориентированных ослабленных сечений, как отмечали и сами авторы методов такой интерпретации тектонических [7, 8] и сейсмотектонических [3, 5] структур разрушения М. В. Гзовский и А. В. Введенская, обуславливает возможность возникновения сдвиговых поверхностей, произвольно ориентированных по отношению к направлениям главных осей действующих в массиве напряжений и отклонения осей  $k, x, i$ , характеризующих механизм очага, от направлений главных нормальных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ . При этом, как показано в работах [11, 28], различия между направлениями осей  $\sigma_1$  и  $k, \sigma_2$  и  $x, \sigma_3$  и  $i$  могут достигать  $90^\circ$ .

Проведенный автором кинематический анализ структур разрушения по геологическим [10] и сейсмогеологическим [13] данным свидетельствует о том, что наибольшее количество сдвиговых поверхностей, развивающихся в однородно-нагруженных объемах горных пород, возникает в результате реализации произвольно ориентированных ослабленных сечений, выявляя, таким образом, преимущественно исходную структурную неоднородность или анизотропию деформируемого объема. По мнению автора, именно эта особенность тектонической деформации существенно затрудняет возможность реконструкции площадок  $\tau_{\max}$  с помощью статистического метода выделения сопряженных систем сдвиговых поверхностей, предложенного М. В. Гзовским [8]. Вместе с тем очевидно, что данные о направлениях сдвиговых подвижек на каждой из поверхностей несомненно содержат определенную информацию о направлениях главных напряжений, действующих в анализируемом

объеме и обуславливающих развитие всей совокупности подвижек. Метод выявления такой информации был предложен автором в работах [10—12].

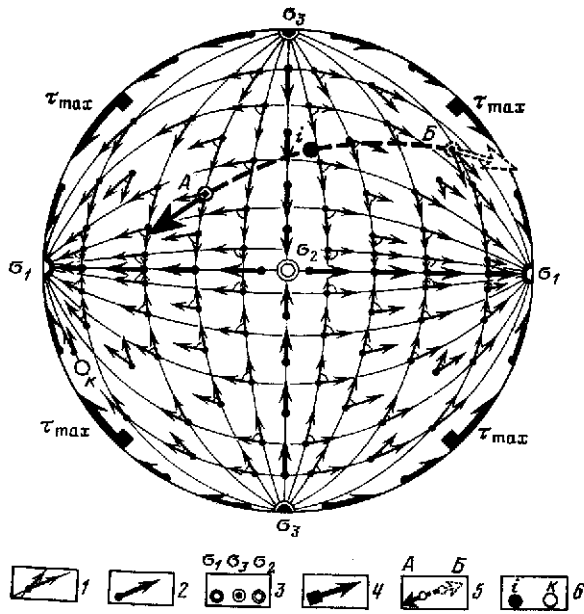
Рассмотрим особенности применения этого метода при реконструкции полей напряжений различных уровней по сейсмологическим данным о механизмах землетрясений.

## **1. МЕТОДИКА РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЕЙ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ**

Рассмотренные в [10, 11, 13] кинематические особенности тектонических структур разрушения, проявление которых согласуется с теорией пластичности Батдорфа — Будянского [4, 17, 20], были положены в основу кинематической модели разрушения массивов горных пород, характеризующихся широким распространением в их пределах произвольно ориентированных ослабленных (наличием гетерогенных трещин) сечений. Эту модель предложено использовать для выделения объемов горных пород, в пределах которых действующее поле тектонических напряжений на определенном макроскопическом (по терминологии Б. В. Кострова [15]) уровне может считаться устойчивым во времени и единым по ориентации главных осей напряжений. Такой объем, в котором на определенном структурном уровне действует однородное по ориентации главных осей поле напряжений, будем условно называть однородно-осным. Предложенная модель накладывает строго определенные ограничения на всю совокупность направлений сдвиговых подвижек макроскопического уровня, допустимых для такого объема.

В соответствии с этой моделью каждое направление сдвиговой подвижки наивысшего структурного уровня (наибольших по площади реализованной поверхности) рассматривается как индикатор ориентации касательных напряжений  $\tau_n$  для различно ориентированных плоских сечений всего объема в целом. При этом если действующее в анализируемом объеме макроскопическое поле напряжений может считаться однородно-осным, то согласно теории напряжений вся совокупность направлений  $\tau_n$  наивысшего для объема уровня (а в соответствии с используемой нами моделью и макроскопических сдвиговых подвижек) должна быть связана строго определенной функциональной зависимостью с направлением главных осей напряжений этого поля. Эта зависимость была формализована автором в виде стереографической номограммы направлений сдвиговых подвижек (совпадающих с направлением векторов  $\tau_n$ ), допустимых для однородно-осного объема (рис. 1). Графический способ определения направлений действия главных напряжений с помощью этой номограммы сводится к подбору такого варианта ее ориентации, который наилучшим образом аппроксимирует всю совокупность зафиксированных направлений одномасштабных сдвиговых подвижек. Использование этой номограммы позволяет выделять объемы, для которых каждая из произвольных минимальных совокупностей подвижек может быть аппроксимирована с принятой точностью лишь одним вариантом ориентации этой номограммы [10]. Для таких однородно-осных объемов с помощью рассматриваемой методики последовательно определяются: а) ориентировки главных осей напряжений наивысшего для объема уровня и реализованных в очагах землетрясений плоскостей нарушений; б) вид напряженного состояния объема, определяемый по каждой из зарегистрированных направлений сдвиговых подвижек наивысшего для объема структурного уровня и характеризуемый коэффициентом Лодэ — Надаи ( $\mu_\sigma = 2(\sigma_2 - \sigma_3)/(\sigma_1 - \sigma_3) - 1$ ); в) относительная величина касательных напряжений  $\tau_n / \tau_{\max}$ , вызвавших возникновение этих подвижек.

Решение первой из указанных задач применительно к данным о механизмах очагов землетрясений каждого из анализируемых энергетических уровней распадается на три основные стадии, характеризующиеся последовательным увеличением степени жесткости накладываемых ограничений.



**Рис. 1.** Стереографическая номограмма направлений  $\tau_n$ , допустимых для однородно-осного объема (в проекции на верхнюю полусферу)

1 — дуги больших кругов, ограничивающие на поверхности полусферы диапазон направлений  $\tau_n$ , допустимых для каждого из сечений однородно-осного объема. Этому диапазону соответствуют выделенные на номограмме створы острых углов, образованные двумя дугами больших кругов, пересекающимися в точке полюса сдвиговой плоскости; 2 — направление касательного напряжения на сечениях, характеризующихся независимостью направлений действия  $\tau_n$  от величины и знака  $\mu_0$ ; 3 — проекции осей номограммы, соответствующие точкам выхода на верхнюю полусферу направлений главных напряжений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$ ; 4 — полюса сечений, параллельных площадкам действия  $\tau_{max}$ ; 5 — принципиальный пример определения однозначного варианта реализованной в очаге землетрясения плоскости нарушения: А — вариант направления сдвиговой подвижки, совпадающей с допустимым для данного сечения направлением  $\tau_n$  (реализованный в очаге), Б — вариант подвижки, реализация которого недопустима под действием показанных на номограмме напряжений; 6 — проекции осей  $i$  и  $k$ , характеризующих данный «механизм» очага землетрясения

### Предварительная стадия реконструкции тектонических напряжений

В отличие от фиксируемых геологическими методами сдвиговых тектонических смещений сейсмологические методы позволяют характеризовать сдвиговую подвижку в очаге землетрясения двумя взаимно ортогональными и равновероятными для реализации направлениями (рис. 2). Однозначная взаимосвязь восстанавливаемых сейсмологами бисекторных для двух нодальных плоскостей направлений осей  $i$  (условное сжатие) и  $k$  (условное растяжение) с направлением реального сеймотектонического смещения в очаге позволяет использовать ориентировки этих осей для формализации одного из наиболее слабых ограничений, накладываемых используемой моделью на кинематические характеристики макроскопической структуры разрушения однородно-осного объема. С целью характеристики этого ограничения при заданных постоянными направлениях  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  и значениях  $\mu_0$  были рассчитаны направления действия  $\tau_n$  для широкого спектра произвольно ориентированных площадок. Затем на основе положения о совпадении каждой из сдвиговых подвижек с направлением  $\tau_n$  были построены сводные стереограммы ориентировок осей  $i$  и  $k$ , соответствующих всей совокупности рассчитанных направлений  $\tau_n$  (рис. 3). На каждой из стереограмм области распределения осей  $i$  покрыты штриховкой, области распределения осей  $k$  — крапом. На этих же стереограммах выделены границы областей «запрета» для направлений осей  $i$  или  $k$ , т. е. областей, в пределах которых отрицается возможность ориентации этих осей. Эти области в общем случае трехосного напряженного состояния деформируемого объема, когда  $|\mu_0| \neq$

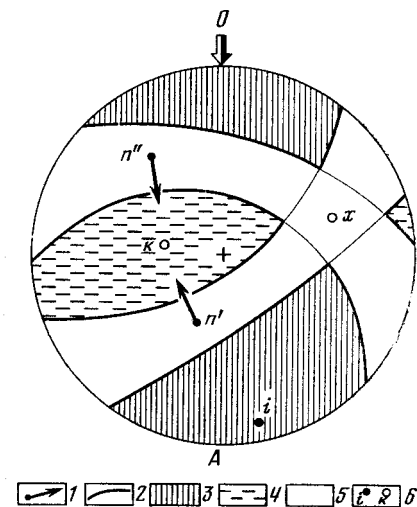
$\neq 1 (\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3)$ , ограничиваются на стереограмме следами двух конических поверхностей с телесным углом при вершине каждого конуса  $90^\circ$ . Направления осей этих конусов соответствуют направлениям главных нормальных напряжений: направление  $\sigma_1$  совпадает с направлением оси конуса, запретного для направлений  $i$ ,  $\sigma_3$  — с направлением оси конуса, запретного для направлений  $k$ .

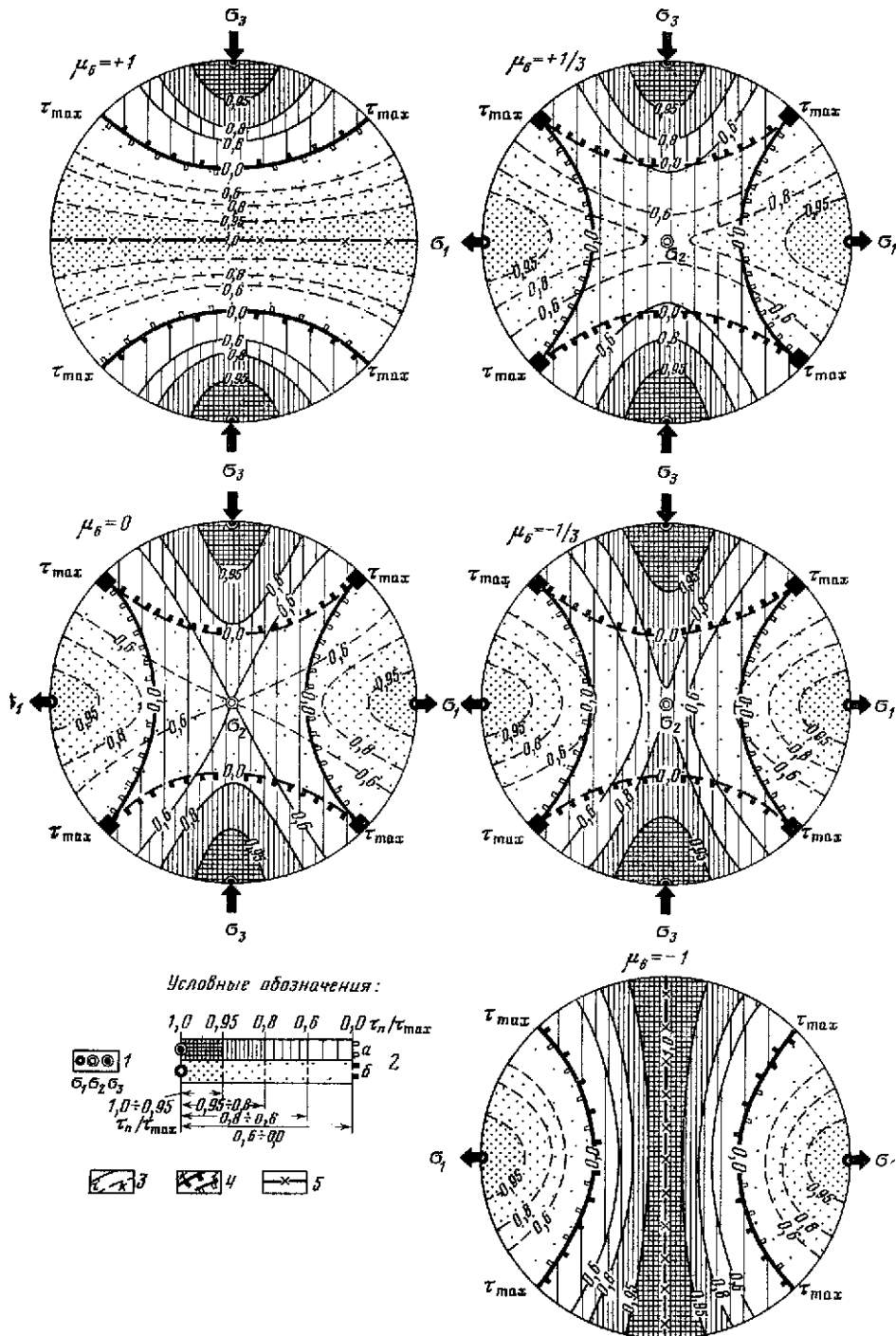
В силу этого ограничения поле напряжений, действующее в анализируемом объеме, в первом приближении может рассматриваться как однородно-осное, если в соответствии с заданной точностью реконструкции для каждого из участков этого объема ориентация выделяемых осей одноименных конусов запрета оказывается сходной. При этом в зависимости от точности исходных сейсмологических определений ориентации нодальных плоскостей такие области запрета должны ограничиваться на стереограммах следом конической поверхности с телесным углом при вершине конуса равным: при точности  $\pm 5^\circ$ — $80^\circ$ , при  $\pm 10^\circ$ — $70^\circ$ , при  $\pm 15^\circ$ — $60^\circ$  и т. д. Однозначное нахождение на стереограмме следа той конической поверхности, которая ограничивает область с минимальным количеством фиксируемых в ее пределах точек проекций направлений осей  $i$  и  $k$ , осуществляется с помощью конической палетки (рис. 4, а). Способ построения такой палетки аналогичен способу, изложенному выше. С помощью этой палетки отдельно анализируется на двух стереограммах распределение ориентировок осей  $i$  и  $k$  при последовательном повороте анализируемой стереограммы относительно палетки через каждые  $5^\circ$ . Для каждого такого фиксированного положения стереограммы подсчитывается общее количество точек проекций анализируемых осей, приходящееся на каждую из площадей, которая ограничена на палетке следом конической поверхности. След той из поверхностей, который локализует площадь стереограммы с абсолютным минимумом зафиксированных точек проекций направлений  $i$  или  $k$ , поднимается на каждой из анализируемых стереограмм. Если общее количество подвижек, для которых оси  $i$  или  $k$  оказываются в пределах выделенных областей «запрета», может считаться соответствующим допустимому уровню погрешностей используемых сейсмологических определений, то анализируемый объем в первом приближении считается однородно-осным.

В качестве иллюстрации результатов, получаемых на предварительной стадии реконструкции, на рис. 5 приведены сводные стереограммы направлений осей  $k$  и  $i$ , характеризующие всю совокупность механизмов очагов сильных землетрясений (с  $M \geq 5$ ) Курило-Камчатской островной дуги, произошедших на глубинах менее 120 км. На них для выделенного в результате проведенного анализа обширного объема, ограниченного координатами

**Рис. 2.** Выделение достоверной информации о направлениях главных напряжений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , вызвавших подвижку в очаге землетрясения, по данным о его механизме (при точности определения ориентации нодальных плоскостей  $\pm 15^\circ$ )

Проекция на верхнюю полусферу: 1 — двух вариантов направления сдвиговой подвижки (для висячего крыла нарушения), характеризующих механизм очага землетрясения; 2 — конических поверхностей, ограничивающих диапазон вариаций каждой из нодальных плоскостей (не заштрихованные на стереограмме площади полусферы); 3—5 — площади полусферы, в пределах которых отрицается возможность ориентации осей  $\sigma_1$  (сектор разряжения) (3) и  $\sigma_3$  (сектор сжатия) (4) и допускается ориентация  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  (сектор, для которого информация о направлениях действия главных напряжений не может считаться достоверной) (5); 6 — оси  $i$  и  $k$

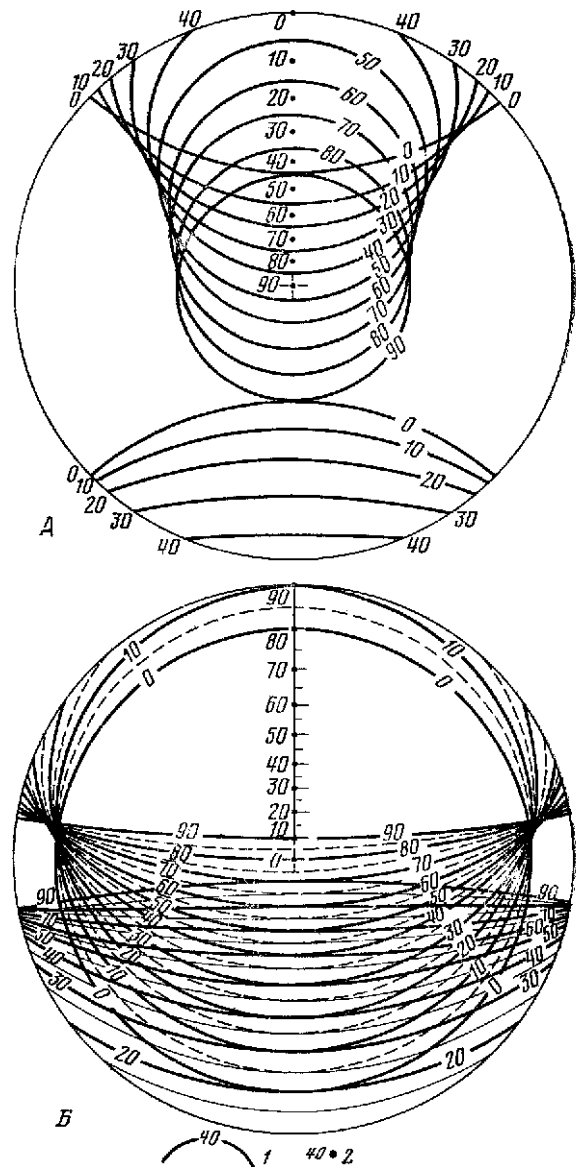




**Рис. 3.** Стереографическая характеристика типов распределения ориентировок осей  $i$  и  $k$ , допустимых для однородно-осного объема при различных видах его напряженного состояния

**Рис. 4.** Палетки для обработки данных о механизмах очагов землетрясений

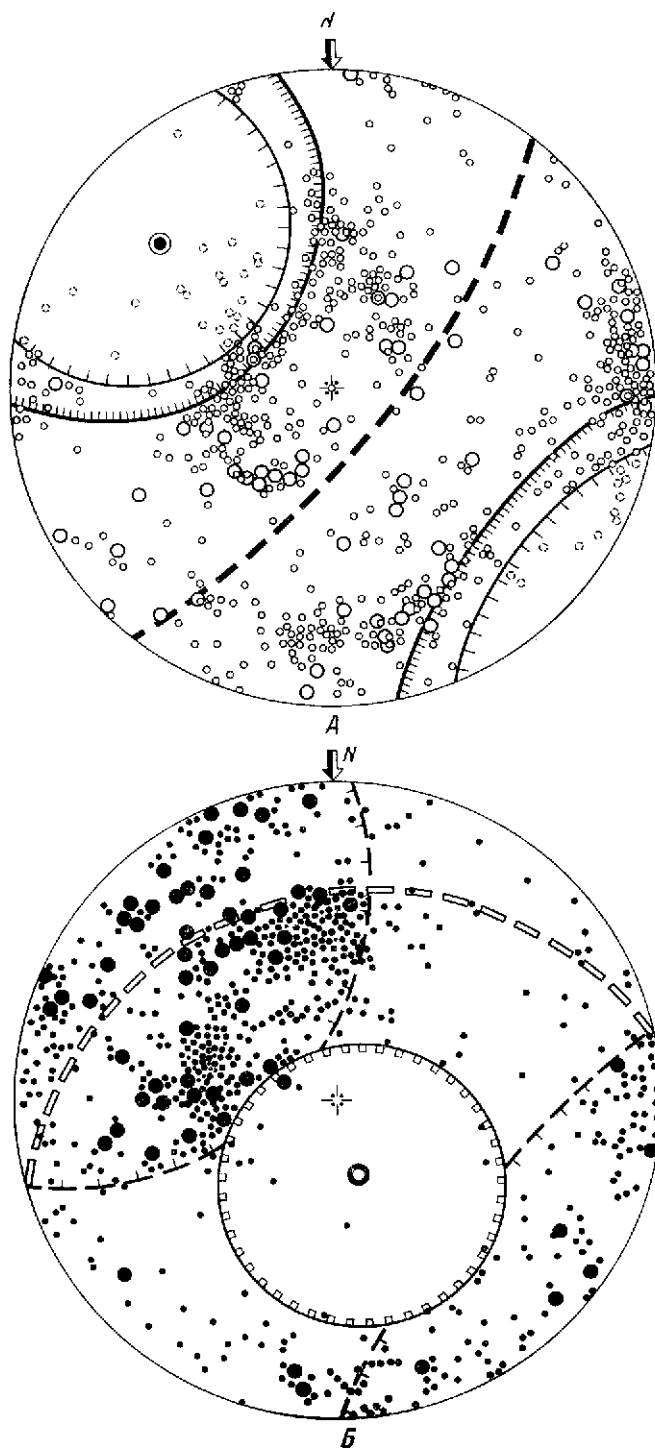
- А — палетка для подсчета плотностей точек проекций осей  $i$  и  $k$ , приходящихся на 30% площади полусферы;
- Б — палетка для выделения на стереограмме секторов, запретных для направлений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  (при точности определения ориентации нодальных плоскостей  $\pm 10^\circ$ );
- 1 — следы конических поверхностей (А — с телесным углом  $90^\circ$ , ограничивающих сегменты полусферы площадь поверхности каждого из которых соответствует 30% площади полусферы; Б — с телесным углом при вершине конуса, равным  $160^\circ$ );
- 2 — точки выходов осей конических поверхностей на верхнюю полусферу (цифры возле этих точек и следов конических поверхностей соответствуют величине угла наклона оси к горизонту (А) или к направлению на зенит (Б))



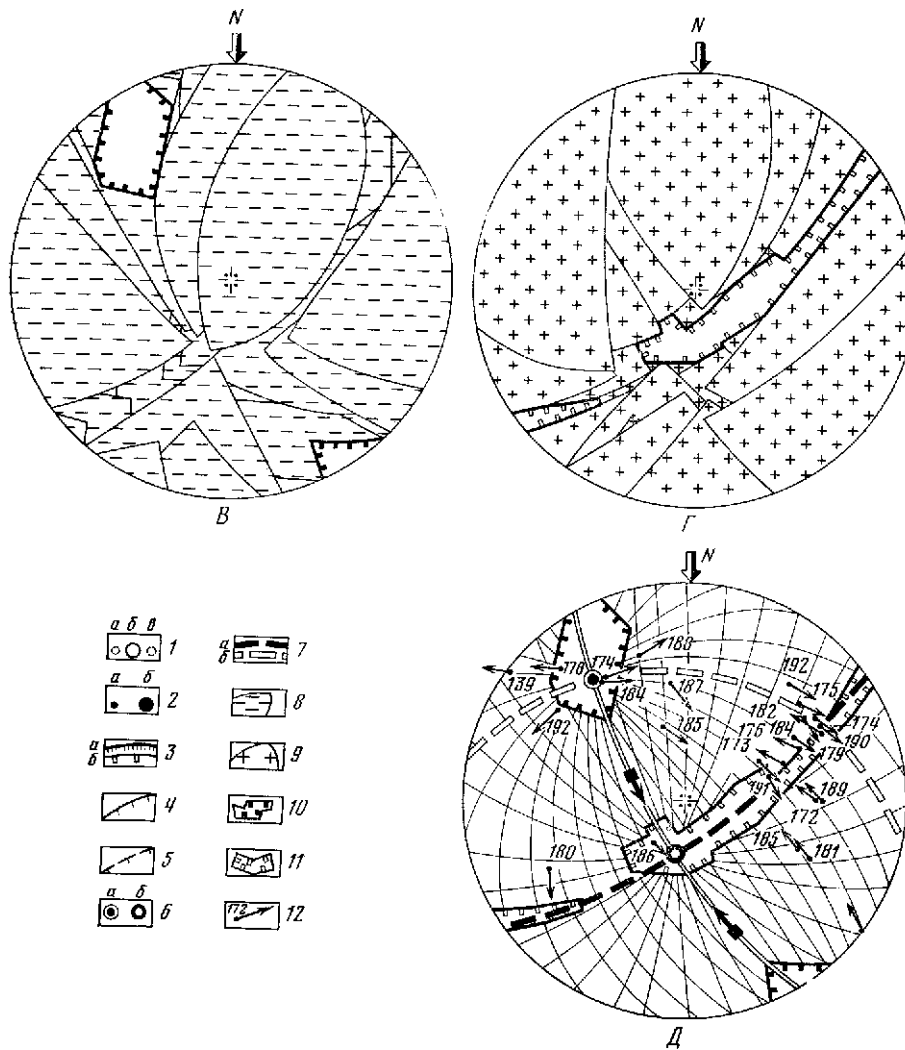
**Рис. 3.**

- 1 — проекции направлений осей главных нормальных напряжений;  $\sigma_1$  (алгебраически максимального),  $\sigma_2$  (промежуточного),  $\sigma_3$  (алгебраически минимального); 2 — площади полусферы, допустимые для направлений осей  $i$  (выделены сплошной штриховкой) и  $k$  (выделены крапом); площади с одинаковой плотностью штриховки (крапа) отображают в соответствии с приведенной шкалой площади полусферы допустимые для осей  $i$  или  $k$ , отвечающих совокупностям площадок с одинаковой величиной  $\tau_n / \tau_{\max}$ ; 3 — границы предельных отклонений ориентировок осей  $i$  от направления  $\sigma_3$  и осей  $k$  от направления  $\sigma_1$ , соответствующие совокупностям площадок с величиной  $\tau_n / \tau_{\max}$ , лежащей в пределах: 1,0—0,95 (граница оцифрована 0,95); 0,95—0,8 (0,8); 0,8—0,6 (0,6); 0,6—0,0 (0,0); 4 — границы области «запрета» для направлений осей  $k$  и  $i$ ; зубцы ориентированы в сторону области, запретной для ориентировок этих осей; 5 — след плоскости, определяющий при  $|\mu_0| = 1$  геометрическое место точек проекций всей совокупности осей  $x$





**Рис. 5.** Последовательность обработки данных о механизмах очагов землетрясений на примере механизмов очагов землетрясений с  $H \leq 120$  км для Курило-Камчатской островной дуги



А, Б — выделение абсолютного минимума плотности точек проекций осей  $k$  (А) и  $i$  (Б), приходящихся на 30% площади полусферы, на сводных для этих осей стереограммах; В, Г — локализация областей стереограмм, допустимых для направления осей  $\sigma_3$  (В) и  $\sigma_1$  (Г) по данным о минимальной совокупности механизмов очагов землетрясений (афтершоки сильного землетрясения с  $M = 8,25$ , произошедшего 6.XI.1968 г.); Д — нахождение однозначного варианта ориентации теоретической номограммы направлений  $\tau_n$  и выделение реализованных плоскостей нарушения для очагов этой же афтершоковой серии землетрясений.

Проекция на верхнюю полусферу: 1 — осей  $k$  для очагов землетрясений с  $7 > M \geq 5$  (а), с  $M \geq 7$  (б) и для очагов тех землетрясений, которые включены в группу землетрясений с «несогласующимися» механизмами (в); 2 — осей  $i$  для очагов с  $7 > M \geq 5$  (а) и с  $M > 7$  (б); 3—5 — следов конических поверхностей с телесным углом при вершине конуса, равным: 3 —  $90^\circ$  (и ограничивающим область полусферы с абсолютным минимумом точек проекций осей  $k$  (а) и  $i$  (б), приходящихся на 30% площади полусферы); 4 —  $70^\circ$  (и ограничивающим область «запрета» для осей  $k$ , проявления которой следует ожидать в однородном объеме при точности определения нодальных плоскостей  $\pm 10^\circ$ ); 5 —  $100^\circ$  (и ограничивающим область преимущественного распределения осей  $i$ , проявления которой следует ожидать в однородно-осном объеме при  $\mu_0 = +1$  и точности определения нодальных плоскостей  $\pm 10^\circ$ ); 6 — осей конусов «запрета» для направлений  $k$  (а) и  $i$  (б); 7 — предполагаемых плоскостей действия главных нормальных напряжений  $\sigma_3$  (а) и  $\sigma_1$  (б); 8—9 — достоверных секторов разрядки (8) и сжатия (9); 10—11 — областей сферического пространства, допустимых для направления осей  $\sigma_3$  (10) и  $\sigma_1$  (11); 12 — направлений сдвиговых смещений (для высших крыльев нарушений), реализованных в очагах землетрясений. Номера на рис. Д соответствуют номерам землетрясений в каталоге, приведенном в работе [1]. На стереограмме Д двумя семействами дуг больших кругов показан тот вариант ориентации теоретической номограммы направлений  $\tau_n$ , который наилучшим образом аппроксимирует анализируемую совокупность направлений сдвиговых сейсмодинамических подвижек

160—139° E и 57—25° N, сведены определения всех зарегистрированных для этого объема 671 механизм очагов, опубликованные в работах В. Н. Аверьяновой [1, 2]. На каждой из этих стереограмм выделен след конической поверхности с телесным углом 90° (а для осей  $k$  — еще одной поверхности с телесным углом 70°, ожидаемой при точности определений механизмов  $\pm 10^\circ$ ), который ограничивает область стереограммы с абсолютным минимумом зафиксированных ориентировок осей  $i$  или  $k$ . Оси конических поверхностей, восстановленных раздельно на двух стереограммах, ориентированы по отношению друг к другу под углом 90°. Количество землетрясений, для очагов которых ориентировки осей  $i$  или  $k$  фиксируются на стереограммах в пределах выявленных «запретных» для этих осей областей, ограниченных коническими поверхностями с телесным углом 70°, соответствует 5,2% от общего количества анализируемых механизмов очагов. Направления осей  $i$  или  $k$  в очагах этих землетрясений отклоняются от предельных для этих осей направлений, допустимых при точности определения механизмов очагов  $\pm 10^\circ$  для «идеального» однородно-осного объема. Землетрясения с такими механизмами очагов, выделяемые на каждой из трех стадий реконструкции, объединяются нами в особую группу землетрясений с «несогласующимися» механизмами. Количество землетрясений в этой группе, выраженное в процентах от общего числа в анализируемом объеме механизмов очагов, отражает уровень как возможных погрешностей исходных сейсмологических определений, так и дефектов используемой модели разрывообразования и рассматривается в качестве одной из характеристик степени надежности окончательных результатов реконструкции напряжений. Выявленные особенности распределения осей  $i$  и  $k$  в очагах сильных землетрясений этого района могут рассматриваться в качестве первого признака устойчивости во времени и единства ориентации в пространстве направлений действия главных напряжений, характеризующих единый уровень поля тектонических напряжений, называемый в данной работе мегарегиональным. Этот предварительный вывод проверяется и детализируется на следующей стадии реконструкции, когда анализируется каждая из минимальных совокупностей направлений сеймотектонических подвижек с использованием дополнительных ограничений.

### **Промежуточная стадия реконструкции тектонических напряжений**

В работах [28] рассмотрен иной, более жесткий, тип ограничения, накладываемого используемой моделью на допустимую ориентацию главных напряжений по отношению к направлению сдвиговой подвижки. Исходя из этого ограничения, два накрест лежащих квадранта сферического пространства, в пределах которых фиксируются отрицательные знаки для первых смещений в волнах  $P$  (квадранты разряжения), соответствуют областям этого пространства, запретным для направления оси  $\sigma_1$ , тогда как два других квадранта — с положительными знаками первых вступлений воли  $P$  (квадранты сжатия) — являются запретными для направления оси  $\sigma_3$  (рис. 2). В соответствии с этим ограничением для всей совокупности механизмов очагов землетрясений наивысшего энергетического уровня, регистрируемых в пределах однородно-осного объема, следует ожидать проявления устойчивых по ориентации двух таких взаимно ортогональных направлений, одно из которых не перекрывается на стереограмме соответствующими этим механизмам квадрантами разряжения, тогда как другое оказывается «запретным» для всей совокупности квадрантов сжатия. При этом первое из указанных направлений должно совпадать с направлением оси  $\sigma_1$ , а другие — с  $\sigma_3$ . Следовательно, для определения направлений этих осей достаточно построения двух стереограмм, одна из которых является сводной для всей совокупности площадей сферы, перекрытых квадрантами разряжения (запретных для направления оси  $\sigma_1$ ), другая — сводной для квадрантов сжатия

(запретных для оси  $\sigma_3$ ). Выделение областей стереограммы, не перекрывающихся этими квадрантами, позволяет соответственно локализовать области, допустимые для направлений главных осей напряжений.

Для выявления этих направлений необходимо учитывать точность определения механизмов очагов землетрясений. При этом в зависимости от точности определения ориентации нодальных плоскостей, характеризующих анализируемый механизм очага, соответствующие этому механизму достоверные сектора сферы, запретные для направлений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , должны ограничиваться на стереограмме не двумя взаимно ортогональными плоскостями, а следами двух конических поверхностей (оси таких поверхностей совпадают с нормальными к нодальным плоскостям) с телесным углом при вершине каждого конуса равным: при точности  $\pm 5^\circ$ — $170^\circ$ , при  $\pm 10^\circ$ — $160^\circ$ , при  $\pm 15^\circ$ — $150^\circ$  (рис. 2). При этом след конической поверхности фиксирует на сфере допустимый при данной точности определения диапазон вариаций измеренной плоскости (незаштрихованные области на рис. 2).

Выделение на стереограмме достоверных секторов, запретных для направлений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , производится (рис. 2) с помощью одной из предварительно построенных (для точности  $\pm 5^\circ$ ,  $\pm 10^\circ$ ,  $\pm 15^\circ$ ) конических палеток<sup>1</sup>, выбираемой в соответствии с принятой точностью определения анализируемых механизмов очагов землетрясений.

В соответствии с указанным ограничением на промежуточной стадии реконструкции напряжений анализ механизмов очагов землетрясений каждого из энергетических уровней (нормируемых магнитудой или энергетическим классом землетрясений либо величиной сейсмического момента), происшедших за определенный (минимальный) отрезок времени, сводится к следующему. Выделенный на предварительной стадии объем разбивается на области, каждая из которых включает в себя некоторую минимальную совокупность очагов. При точности определения механизмов, лежащей в пределах  $\pm 10^\circ$ , такая совокупность должна включать в себя не менее 10—15 очагов, которых, как правило, достаточно для локализации на стереограммах узкого диапазона направлений, допустимых для ориентации осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ .

Для каждой из формально выделенных минимальных совокупностей очагов раздельно строятся две стереограммы, сводные для достоверных секторов разряжения и сжатия. Затем на этих стереограммах поднимаются границы области, которая не перекрыта этими секторами и, следовательно, объединяет всю совокупность направлений, допустимых для ориентации оси реконструируемого напряжения (рис. 5, В, Г).

На третьей стереограмме фиксируется вся совокупность полюсов нодальных плоскостей с обоими вариантами направлений подвижек для каждого из очагов анализируемой совокупности землетрясений. Способ фиксации направления сдвиговой подвижки в точке полюса сдвиговой плоскости рассмотрен выше. На эту же стереограмму, которая анализируется на заключительной стадии реконструкции напряжений, переносятся с первых двух стереограмм границы областей, допустимых для направления осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ .

Рассмотренная промежуточная стадия реконструкции напряжений иллюстрируется (рис. 5, В, Г) на примере одной из минимальных совокупностей механизмов очагов, соответствующей афтершоковой серии землетрясений, происшедших в течение 12 дней (с 6. по 17.XI 1958 г.) после землетрясения (№ 172) с  $M = 8,25$  на глубинах  $\leq 100$  км в пределах Курильских островов на площади, ограниченной координатами  $44$ — $44,7^\circ$  С. Ш. и  $148$ — $149$  в. д. При построении этих стереограмм точность определения механизмов очагов всех зафиксированных в указанном объеме 18 землетрясений, приведенных в работе [1], принята равной  $\pm 10^\circ$ . Локализованные на этих стереограммах области, допустимые для направлений  $\sigma_3$  (рис. 5, В) и  $\sigma_1$  (рис. 5, Г), хорошо согласуются с результатом предварительной реконструкции этих напря-

<sup>1</sup> См. рис. 4, б из статьи О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

жений, проведенной (рис. 5, А, Б) на основе анализа всей совокупности ориентировок осей  $k$  и  $i$  в очагах землетрясений с  $H \leq 120$  км для Курило-Камчатского региона в целом. Такая согласованность служит определенным подтверждением сделанного выше предварительного вывода о единстве ориентации главных осей тектонических напряжений мегарегионального уровня, действующих в сейсмоактивных объемах (с  $H \leq 120$  км) Курило-Камчатского региона, и свидетельствует о сохранении устойчивости ориентации главных осей даже после возникновения в пределах анализируемого объема одного из наиболее сильных для всего региона землетрясения с  $M = 8,25$ .

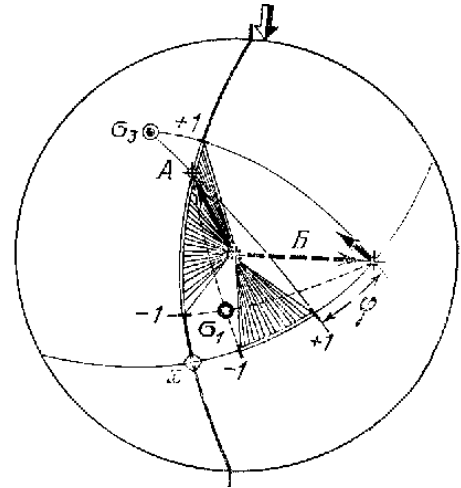
### **Определение однозначных вариантов ориентации реализованной плоскости и главных напряжений**

Последнее из накладываемых используемой моделью ограничений на допустимую по отношению к сдвиговой подвижке ориентацию главных напряжений сводится к следующему. Направления двух осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  могут совпадать только с такими двумя взаимно ортогональными направлениями, которые располагаются одновременно либо только в одном, либо в двух только накрест лежащих квадрантах, образованных сдвиговой плоскостью и плоскостью, перпендикулярной оси  $x$  (такие «одноименные» квадранты отмечены на рис. 5, А из статьи О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» либо только +, либо только –), и соответственно не могут быть ориентированы в направлениях, лежащих в двух смежных (разноименных) квадрантах. Исходя из этого ограничения, направления двух осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  должны быть ориентированы по отношению к одному из допустимых вариантов направления сдвиговой подвижки в каждом из очагов анализируемой совокупности землетрясений таким образом, чтобы для каждого из этих вариантов реконструированные две оси одновременно располагались в одном или в двух только накрест лежащих квадрантах. Лишь при этом условии выделенные варианты направлений сдвиговых подвижек могут считаться реализованными в очагах под действием реконструированных напряжений. Использование указанного ограничения при определении главных осей напряжений наиболее просто осуществляется с помощью теоретической номограммы направлений  $\tau_n$  (рис. 1).

Это определение осуществляется на сводной стереограмме всех вариантов направлений анализируемых сдвиговых подвижек, которые сопоставляются с зафиксированными на стереографической номограмме рис. 1 для каждого из возможных сечений однородно-осного объема направлениями  $\tau_n$ . При этом путем последовательного перебора всех возможных вариантов ориентации осей номограммы  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  (эти варианты выделены на анализируемой стереограмме 5, D в качестве областей сферы, допустимых для направлений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ ) находится такой вариант, при котором для абсолютного большинства анализируемых механизмов как минимум один из вариантов подвижки в очаге может считаться реализованным под действием восстановленных напряжений. Рассмотрим принцип выделения такого варианта подвижки на примере одного из механизмов очагов (№ 172) серии землетрясений, исследованной на промежуточной стадии реконструкции. На рис. 6 показан один из возможных вариантов ориентации главных осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , выделенных (рис. 5, в, г) на промежуточной стадии. Для выделения реализованной плоскости необходимо последовательно спроектировать направление осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  на каждую из двух нодальных плоскостей. При этом на стереограмме для каждой из этих плоскостей в отдельности проводятся такие две дуги большого круга, проходящие через полюс нодальной плоскости, на одной из которых (показанной на рис. 6 пунктиром) должна лежать точка выхода на верхнюю полусферу оси  $\sigma_1$ , на другой (отрезок дуги, показанный на рис. 6 сплошной линией) —  $\sigma_3$ . Точка пересечения первой из этих дуг со следом анализируемой нодальной плоскости соответствует точке выхода на верхнюю полусферу направления вектора смещения всяческого крыла нарушения, допустимого при

$\mu_o = -1$  ( $\sigma_2 = \sigma_3 < \sigma_1$ ), а второй — при  $\mu_o = +1$  ( $\sigma_1 = \sigma_2 > \sigma_3$ ). Весь диапазон направлений (заштрихованный на рис. 6 сплошными линиями), лежащих в створе острого угла между найденными для каждой плоскости предельными направлениями векторов, соответствует всей совокупности направлений подвижек, допустимых для данного варианта ориентации главных напряжений. Тот из двух вариантов направления анализируемой сдвиговой подвижки может рассматриваться в качестве реализованного в очаге, который совпадает (в пределах точности определения механизма очага) с допустимым для данного сечения направлением вектора сдвигового смещения (на рис. 1,6 — варианты А). Кроме того, если с анализируемыми двумя нодальными плоскостями связать соответственно такие два правых ортогональных базиса, орты которых ориентированы в направлениях единичных векторов  $\tau' \mathbf{x}'$ ,  $\mathbf{n}'$  и  $\tau''$ ,  $\mathbf{x}''$ ,  $\mathbf{n}''$  (при  $+\mathbf{n}' = \tau''$  и  $+\mathbf{n}'' = +\tau'$ ), то реализованная в очаге плоскость может быть выделена после определения в каждом из этих базисов знаков направляющих косинусов для осей  $\sigma_1$  ( $n_1$  и  $x_1$ ) и  $\sigma_3$  ( $n_3$  и  $x_3$ ). В силу рассмотренных ограничений<sup>1</sup> в случае, когда ни один из направляющих косинусов не равен нулю, знак произведения четырех косинусов  $n_1 \cdot x_1 \cdot n_3 \cdot x_3$ , определенных в базисе, связанном с реализованной в очаге плоскостью, должен быть всегда положительным, тогда как знак произведения четырех косинусов, определенных во втором базисе (связанном с плоскостью, которая не может быть реализована в очаге) — всегда отрицателен.

Для рассмотренной стадии результат реконструкции напряжений иллюстрируется на примере исследованной выше (на промежуточной стадии) афтершоковой серии землетрясений (рис. 5, Д). На стереограмме 5, Д, называемой нами кинематической, для очагов этой серии выделены лишь такие варианты направлений сдвиговых подвижек, вся совокупность которых при допущении точности определений механизмов  $\pm 5^\circ$  может считаться реализованной под действием реконструированных напряжений. Величина отклонения направления оси  $\sigma_3$ , реконструированного на этой стереограмме по



**Рис. 6.** Выделение однозначного варианта ориентации сдвиговой плоскости, реализованной в очаге землетрясений

<sup>1</sup> См. статьи О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...» и О. И. Гущенко, В. А. Кузнецова «Определение ориентации...» в настоящем сборнике.

**Рис. 7.** Кинематические стереограммы сеймотектонических структур однородноосных объемов Крайнеконтинентальной провинции Евразии (в проекции на верхнюю полусферу)

*Восточноазиатская область:* ОВП<sub>1</sub> — северо-восточный участок Алеутской дуги, ОВП<sub>2</sub> — Центральный участок и ОВП<sub>3</sub> — Западный участок Алеутской дуги, ОВП<sub>4</sub> — поверхностная (с  $H \leq 120$  км) и ОВП<sub>5</sub> — глубинная (с  $H \geq 160$  км) части Курило-Камчатского региона, ОВП<sub>6</sub> — поверхностная (с  $H \leq 120$  км) и ОВП<sub>7</sub> — глубинная (с  $H \geq 160$  км) части района Японских островов.

*Южноазиатская область:* ОЮ<sub>1</sub> — Юго-Восточная Азия, ОЮ<sub>2</sub> — коровая (с  $H < 70$ ) км и ОЮГ<sub>2</sub> — подкоровая (с  $H \geq 70$  км) части Памиро-Гималайской горной системы; ОЮ<sub>3</sub> — Кавказ — Иран.

Проекции: 1 — направлений сдвиговых подвижек, которые могут считаться реализованными в очагах землетрясений при допущении точности определения ориентации нодальных плоскостей  $\pm 0$  (а) и  $\pm 10^\circ$  (б) (такие подвижки не отображены на стереограммах с индексом ОВП в силу их перегруженности); 2 — осей главных нормальных напряжений  $\sigma_1$  (а),  $\sigma_2$  (б),  $\sigma_3$  (в); 3 — площадок и направлений действия максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$ ; 4 — простираций площадок  $\tau_{\max}$  взбросового (а) и сбросового (б) типов (зубцы ориентированы в стороны падения площадок  $\tau_{\max}$ , стрелками отображена ориентация горизонтальной сдвиговой составляющей напряжения  $\tau_{\max}$ ); 5 — следов плоскостей действия главных нормальных напряжений на верхней полусфере  $\sigma_3$  (а),  $\sigma_2$  (б) и  $\sigma_1$  (в). Остальные обозначения те же, что на рис. 5

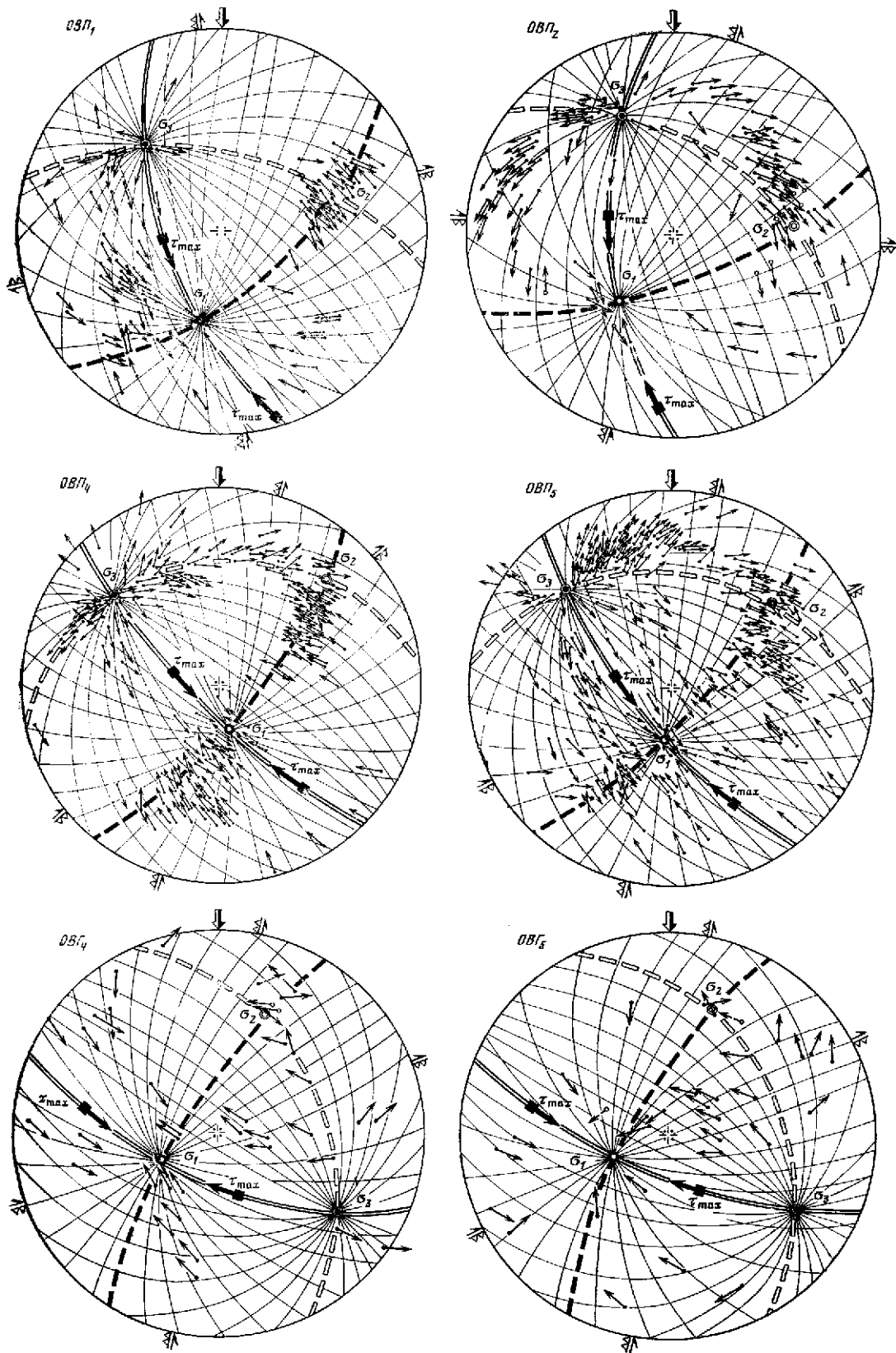


Рис. 7

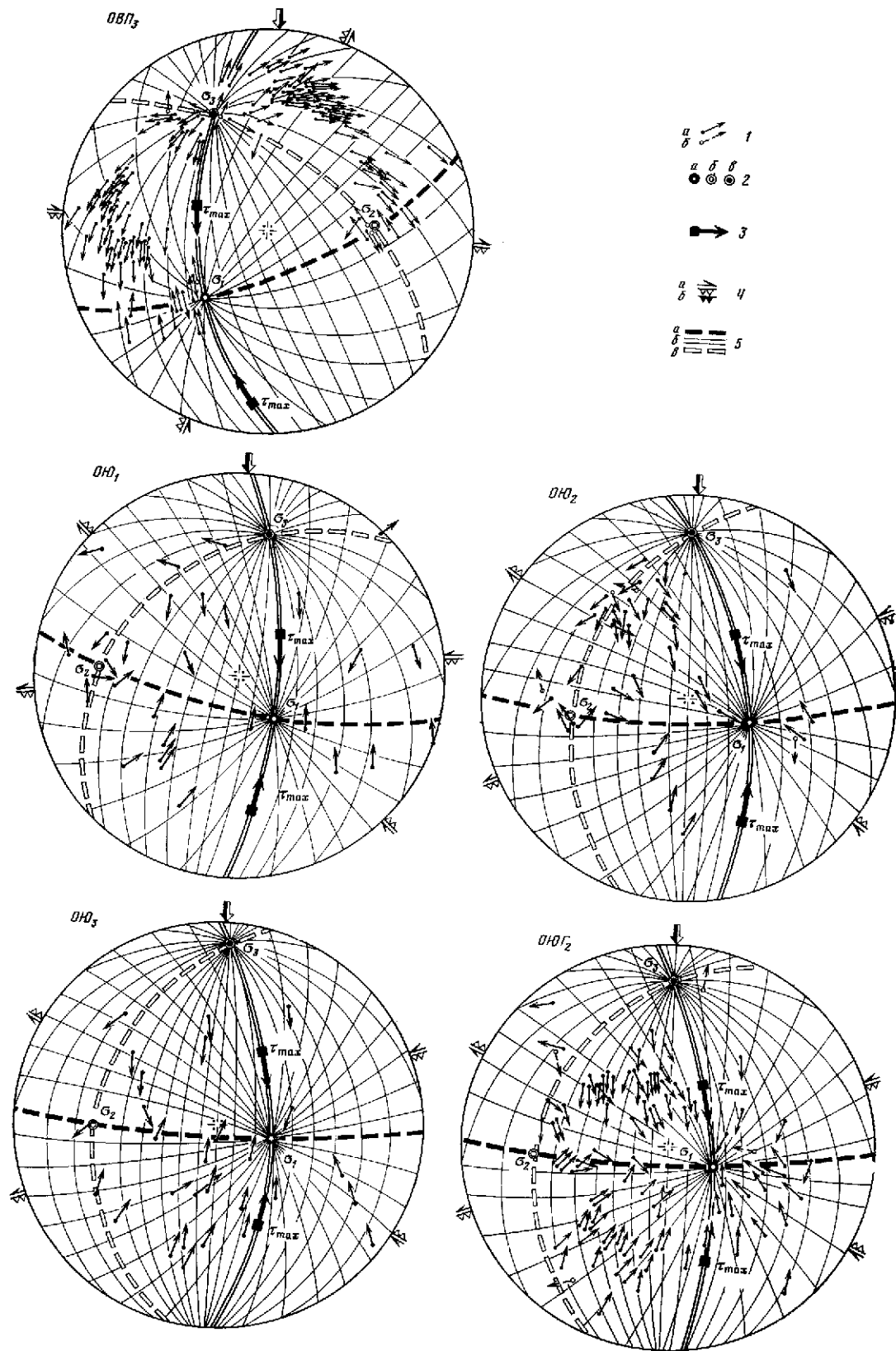
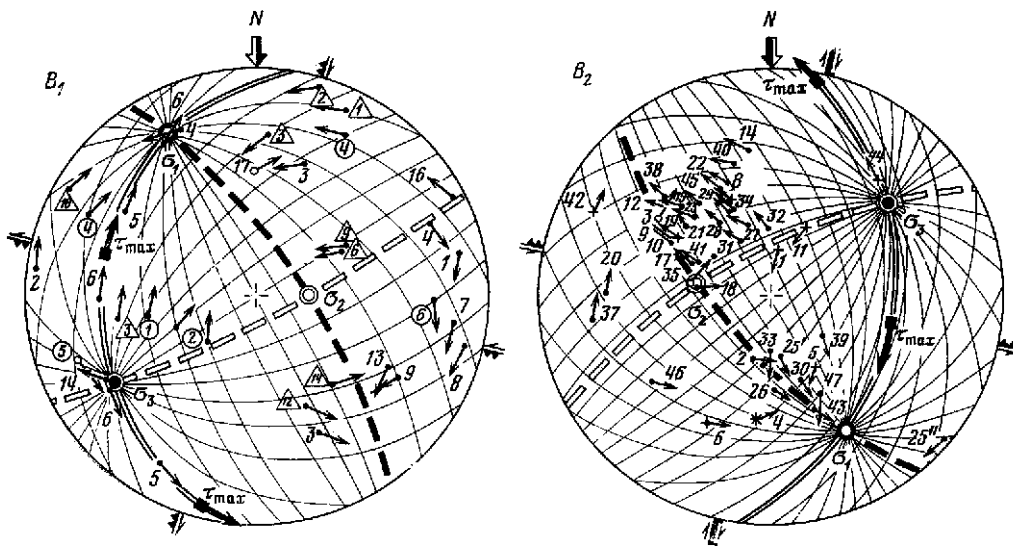


Рис. 7. (окончание)





минимальной совокупности очагов, от направления этой же оси, восстановленной на предварительной стадии по совокупности осей к всех очагов ( $H \leq 120$  км) Курило-Камчатской островной дуги (рис. 5, А), составляет  $10^\circ$ . Определения осей  $\sigma_1$  при этом различаются на  $9^\circ$ .

В настоящей работе в качестве достоверных однородно-осных объемов будут выделяться лишь такие объемы, для которых:

1) отклонения в направлениях осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , реконструированных по каждой из минимальных совокупностей очагов анализируемого энергетического уровня, не выходят за пределы  $10^\circ$ . При этом окончательная реконструкция направлений главных напряжений и реализованных плоскостей нарушений производится для всего объема в целом на сводной кинематической стереограмме всех минимальных совокупностей направлений сейсмотектонических подвижек (рис. 7, 8);

2) количество всех несогласующихся механизмов очагов, т. е. механизмов, для которых величина отклонения ( $\angle\varphi$  на рис. 6) для обоих вариантов направления сдвиговой подвижки от предельных теоретически допустимых вариантов превосходит величину допустимой погрешности сейсмологических определений механизма, для всего объема в целом не выходит за пределы 10—15% от общего количества анализируемых механизмов.

В основу рассмотренных стадий реконструкции напряжений положена проверка правомерности допущения об устойчивости в пределах анализируемого объема направлений действия главных напряжений. После выявления таких объемов и определения направлений действия  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  по формулам, приведенным ранее для каждого землетрясения, рассчитываются величина  $\mu_0$  и отношение величины напряжения  $\tau_n$ , вызвавшего подвижку в очаге, к величине  $\tau_{\max}$ , действующему в объеме. Расчет  $\mu_0$  и  $\tau_n/\tau_{\max}$  производится после определения на стереограмме величин углов, характеризующих ориентацию сдвиговой подвижки в системе координат, совпадающей с направлениями главных осей напряжений.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЯ МЕГАРЕГИОНАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ЕВРАЗИАТСКОГО КОНТИНЕНТА

В соответствии с изложенной методикой автором анализировались механизмы очагов землетрясений Евразии, опубликованные в работах [1—3, 14, 21, 22, 24—27]. Задачей исследования являлось: 1) выделение на основе указанных данных однородно-осных сейсмоактивных объемов; 2) реконструкция для



Основные характеристики результатов проведенного исследования для выделенных однородно-осных объемов приведены в табл. 1 и 2 на сводных для этих объемов кинематических стереограммах направлений сдвиговых сейсмотектонических подвижек (рис. 7, 8) и графиках вариаций значений  $\mu_0$  во времени для коровых и подкоровых очагов юга Евразии.

В табл. 1 и 2 приведены характеристики направлений главных осей напряжений для выделенных однородно-осных объемов, обозначенных в таблицах и на кинематических стереограммах буквенными символами. На картах и профилях (рис. 9) выделенные однородно-осные сейсмоактивные объемы заштрихованы в направлениях, соответствующих азимутам падения главных нормальных напряжений (рис. 9) и азимутам простирания площадок  $\tau_{\max}$  (рис. 10), и обозначены буквенными символами в соответствии с табл. 1 и 2. Глубинные объемы обозначены Г, поверхностные — П.

Совокупность однородно-осных объемов, для которых различия в результатах определений направлений  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  не выходят за пределы  $\pm 18^\circ$ , выделены в табл. 1 в разряд сходных по ориентации главных напряжений сейсмоактивных областей. Смежные области в зависимости от типа ориентации осей  $\sigma_1$  (тяготеющих к субвертикальному либо к субгоризонтальному положению) объединены в однотипные сейсмоактивные провинции — Крайноконтинентальную (табл. 1) и Внутриконтинентальную (табл. 2).

Основные результаты проведенного исследования могут быть сведены к следующим пяти пунктам.

1. Анализ минимальных совокупностей механизмов очагов землетрясений, происшедших в пределах выделенных однородно-осных объемов (на определенных, указанных в табл. 1 и 2, энергетических уровнях землетрясений), характеризуется в соответствии с принятой точностью независимостью результатов определения направлений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  от типа произвольной выборки очагов. Это свидетельствует об устойчивости направлений действия главных тектонических напряжений мегарегионального уровня в пределах этих объемов на протяжении всего анализируемого 20-летнего периода времени.

Общее количество механизмов очагов землетрясений, не согласующихся с приведенными в таблицах направлениями действия  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  для выделенных объемов, не выходит за пределы 10% от общего количества зафиксированных в их пределах механизмов и лишь для объемов с индексами В<sub>3</sub>, В<sub>1</sub> и ОВП<sub>5</sub> достигает соответственно 12,5, 13,3 и 13,9%. Эти механизмы, по мнению автора, не могут однозначно свидетельствовать о наличии в пределах исследованных объемов дефектов поля напряжений мегарегионального уровня, так как процентное содержание определений таких механизмов в каждом из объемов близко к реальному уровню возможных погрешностей сейсмологических определений механизмов очагов землетрясений.

2. В пределах верхних частей тектоносферы в каждом из выделенных сейсмоактивных объемов Крайноконтинентальной (О) провинции ось алгебраически минимального напряжения  $\sigma_3$  полого наклонена лишь в направлении от континента под океан с углами падения, выполаживающимися в направлении от Аляски (ОВП<sub>1</sub> —  $\angle 34^\circ$ ) к Кавказу (ОЮ<sub>3</sub> —  $\angle 7^\circ$ ), последовательно принимая значения: ОВП<sub>2</sub> —  $\angle 28^\circ$ , ОВП<sub>3</sub> —  $\angle 26^\circ$ , ОВП<sub>4</sub> —  $\angle 21^\circ$ , ОВП<sub>5</sub> —  $\angle 19^\circ$ , ОЮ<sub>1</sub> —  $\angle 19^\circ$ , ОЮ<sub>2</sub> —  $\angle 14^\circ$ , ОЮГ<sub>2</sub> —  $\angle 12^\circ$ . (рис. 7, табл. 1). Оси алгебраически максимальных напряжений  $\sigma_1$  занимают более крутое по сравнению с ориентацией оси  $\sigma_3$  положение (от  $\angle 42^\circ$  для Аляски, до  $\angle 64^\circ$  в пределах Камчатки) с повсеместными для каждого из объемов Восточноазиатской (ОВП) области лишь северо-северо-восточными азимутами падения и запад-северо-западными — для Южноазиатской (ОЮ).

Различия в ориентации одноименных осей напряжений, реконструированных для четырех сейсмоактивных объемов Южноазиатской области (ОЮ), не выходят за пределы  $\pm 8^\circ$ . Это, по мнению автора, свидетельствует о том, что практически однородное по ориентации главных осей поле мегарегиональных напряжений прослеживается в пределах обширной, различной по структуре и геологической истории области тектоносферы от Кавказа на за-

Таблица 1

## Ориентация главных напряжений Окраинноконтинентальной сейсмоактивной провинции Евразии (мегарегиональный уровень)

Наименование и индекс однородно-осного объема	Географические координаты объема ( $\lambda$ – долгота, $\varphi$ – широта)	Диапазон глубин, км	Энергетический уровень землетрясений ( $M$ , $K$ )	Ориентация главных напряжений					Общее число механизмов	Число несогласующихся механизмов***	Литература
				Азимут и угол падения, град			$\tau_{\max}^*$	Характер сдвигового усилия $\tau_{\max}^{**}$			
				$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$					
Восточно-азиатская область											
Алеутская островная дуга Восточный участок (ОВП <sub>1</sub> )	169,5W $\geq \lambda \geq$ 137,5W 63,5N $> \varphi >$ 52N	<70	$M \geq 5,0$	11 $\angle$ 42	251 $\angle$ 30	138 $\angle$ 34	170 $\angle$ 30ЮЗ 73 $\angle$ 85ЮВ	ЛВ ПВ	181	15	[2]
Центральный участок (ОВП <sub>2</sub> )	169,5W $< \lambda <$ 176,5E 57,5N $\geq \varphi >$ 50,5N	$\leq 60$	$M \geq 5,25$	36 $\angle$ 47	265 $\angle$ 31	158 $\angle$ 28	200 $\angle$ 36СЗ 93 $\angle$ 79Ю	ЛВ ПВ	101	10	[2]
Западный участок (ОВП <sub>3</sub> )	176,5E $\geq \lambda \geq$ 170E 53,5N $\geq \varphi >$ 51,2N	$\leq 60$	$M \geq 5,0$	39 $\angle$ 43	264 $\angle$ 36	154 $\angle$ 26	197 $\angle$ 39СЗ 92 $\angle$ 80Ю	ЛВ ПВ	72	7	[2]
Камчатка (ОВП <sub>4</sub> )	166E $\geq \lambda \geq$ 145E 57N $\geq \varphi \geq$ 45N	$\leq 120$	$M \geq 5,0$	345 $\angle$ 64	226 $\angle$ 16	130 $\angle$ 21	187 $\angle$ 28СЗ 51 $\angle$ 67ЮВ	ЛВ ПВ	283	19	[1, 2, 3]
Япония (ОВП <sub>5</sub> )	155E $\geq \lambda \geq$ 139E 45N $\geq \varphi \geq$ 25N	$\leq 120$	$M \geq 5,0$	7 $\angle$ 60	231 $\angle$ 23	134 $\angle$ 19	193 $\angle$ 34СЗ 62 $\angle$ 67ЮВ	ЛВ ПВ	388	54	[1, 2, 3]
Камчатка (ОВГ <sub>4</sub> )	161E $\geq \lambda \geq$ 137E 56,5N $\geq \varphi \geq$ 45N	160÷650	$M \geq 5,0$	64 $\angle$ 56	204 $\angle$ 26	304 $\angle$ 19	192 $\angle$ 68СЗ 71 $\angle$ 36ЮВ	ЛВ ПВ	38	2	[1, 3]
Япония (ОВГ <sub>5</sub> )	144,5E $\geq \lambda \geq$ 130E 45N $\geq \varphi \geq$ 38N	160÷650	$M \geq 5,0$	65 $\angle$ 60	202 $\angle$ 24	300 $\angle$ 18	191 $\angle$ 67СЗ 64 $\angle$ 34ЮВ	ЛВ ПВ	32	3	[1, 3]
Южноазиатская область											
Юго-Восточная Азия (ОЮ <sub>1</sub> )	102,5E $> \lambda >$ 87,5E 45N $\geq \varphi >$ 1N	$\leq 150$	$M > 5,0$	315 $\angle$ 60	94 $\angle$ 22	191 $\angle$ 19	133 $\angle$ 33СВ 84 $\angle$ 68ЮВ	ПВ ЛВ	21	1	[3]
Памир – Гималаи (ОЮ <sub>2</sub> )	87,5E $\geq \lambda >$ 67,5E 45N $\geq \varphi \geq$ 28N	<70	$M > 5,0$	288 $\angle$ 55	81 $\angle$ 31	180 $\angle$ 14	124 $\angle$ 42СВ 66 $\angle$ 66ЮВ	ПВ ЛВ	41	2	[3, 27]
Гиндукуш (ОЮГ <sub>2</sub> )	72E $\geq \lambda \geq$ 69E 38N $\geq \varphi \geq$ 36N	70÷300	$K \geq 11$	291 $\angle$ 63	85 $\angle$ 23	180 $\angle$ 12	116 $\angle$ 39СВ 69 $\angle$ 63ЮВ	ПВ ЛВ	104	6	[24, 26, 27]
Кавказ – Иран (ОЮ <sub>3</sub> )	59E $> \lambda >$ 38E 45N $\geq \varphi >$ 27N	$\leq 110$	$M \geq 4,5$	284 $\angle$ 60	89 $\angle$ 28	183 $\angle$ 7	121 $\angle$ 47СВ 70 $\angle$ 58ЮВ	ПВ ЛВ	28	0	[3]

\* Буквенными символами обозначены направления падения площадок  $\tau_{\max}$ .

\*\* Характер сдвигового усилия на площадках  $\tau_{\max}$ , обозначенный буквенными символами (П – правый, Л – левый, В – взбросовый,

С – сбросовый), определяется типом горизонтальной (первая буква) и вертикальной (вторая буква) составляющих этого усилия. Для  $\tau_{\max}$  указаны азимуты простирания площадок.

\*\*\*Механизмы выделенных в данной графе очагов землетрясений не отображены на сводных кинематических стереограммах (рис. 7, 8) в силу невозможности однозначного выделения реализованных в таких очагах плоскостей нарушений.

**Таблица 2**  
**Ориентация напряжений Внутриконтинентальной сейсмоактивной провинции Евразии\***

Наименование и индекс однородно-осного объема	Географические координаты объема ( $\lambda$ – долгота, $\varphi$ – широта)	Диапазон глубин ( $H$ , км)	Энергетический уровень землетрясений ( $M$ )	Ориентация главных напряжений					Общее число механизмов	Число несогласующихся механизмов	Литература
				Азимут и угол падения, град			$\tau_{\max}$	Характер сдвигового усилия			
				$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$					
Арктический ( $B_1$ )	150E > $\lambda$ < 17W	Земная кора	$\geq 4,5$	152/12	271/64	58/19	196/69СЗ	ПС	30	4	[3, 14, 21]
	87N > $\varphi$ $\geq$ 64N						104/84ЮЗ	ЛС			
Байкальский ( $B_2$ )	122E $\geq$ $\lambda$ $\geq$ 43E	Земная кора	$\geq 4,0$	332/24	98/55	230/24	193/55ЮВ	ПС	47	2	[3]
	57N $\geq$ $\varphi$ $\geq$ 45N						101/88СВ	ЛС			
Карпатский ( $B_{П3}$ )**	28E $\geq$ $\lambda$ $\geq$ 26E	$\leq 50$	$\geq 4,0$	352/30	98/26	215/45	225/30ЮВ	ПС	8	1	[22]
	47N $\geq$ $\varphi$ > 44N						103/81СВ	ЛС			
Карпатский ( $B_{Г3}$ )	28E $\geq$ $\lambda$ $\geq$ 26E	100–200	$\geq 4,0$	324/76	181/12	86/8	163/39ЮЗ	ЛВ	30	2	[22]
	47N $\geq$ $\varphi$ > 44N						8/54ЮВ	ПВ			
Эгейский ( $B_4$ )	37E $\geq$ $\lambda$ > 20E	$\leq 100$	$\geq 5,0$	0/10	250/60	94/27	229/79СЗ	ПС	21	1	[3]
	42N > $\varphi$ > 32N						135/65ЮЗ	ЛС			

\* См. сноски к табл. 1.

\*\* Реконструкция ориентации напряжений ненадежна, так как она проведена на основе анализа лишь одной единственной минимальной совокупности очагов

паде вплоть до Зондских островов на юго-востоке во всем интервале глубин от 10—30 до 110—300 км. Такое поле напряжений может свидетельствовать о тесной связи коры и верхней мантии и об отсутствии в пределах указанного диапазона глубин единой подвижной зоны нарушения глобального уровня, предполагаемой с позиций глобальной тектоники плит [18]. В соответствии с экспериментами Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой можно предполагать, что наличие такой зоны должно было бы обусловить резко различную ориентацию главных напряжений в верхнем и нижнем ее крыльях.

В установленном поле напряжений ожидаемый тип вертикальной составляющей современных сдвиговых смещений по ослабленным поверхностям мегарегионального уровня для Южноазиатской области в большинстве случаев взбросовый и лишь для крутых ( $>60\text{--}70^\circ$ ) поверхностей с северными и западными азимутами падения и пологих ( $\geq 35^\circ$ ) с восточными — сбросовый.

Для всей совокупности объемов, выделенных в пределах верхних частей тектоносферы (с  $H \leq 120$  км) Восточноазиатской области (ОВП), различия в направлениях осей  $\sigma_3$  (тяготеющих к направлению, поперечному к простиранию островных дуг) лежат в пределах  $\pm 13^\circ$ , а осей  $\sigma_1$  —  $\pm 18^\circ$ . В указанном диапазоне глубин ориентация одной из площадок действия  $\tau_{\max}$  с запад-северо-западными азимутами падения, показанная на профиле А — Б (рис. 10), близка к ориентации фокальной зоны всей совокупности зарегистрированных гипоцентров землетрясений. В установленном для этой области мегарегиональном поле напряжений тип вертикальной составляющей сейсмогенных подвижек в большинстве случаев взбросовый и лишь для крутых ( $> 50\text{--}70^\circ$ ) сечений с падениями в направлениях северного полупространства и пологих ( $< 40^\circ$ ) с южными азимутами падения — сбросовый.

Механизмы очагов землетрясений, происшедших в пределах этой области в интервале глубин 120—160 км, характеризуют значительную изменчивость ориентации сдвиговых подвижек для каждого из анализируемых сечений. Для выделенного интервала глубин общее количество определений механизмов очагов, приведенных в работе [1], недостаточно для надежной его дифференциации на объемы с однородной ориентацией главных осей напряжений.

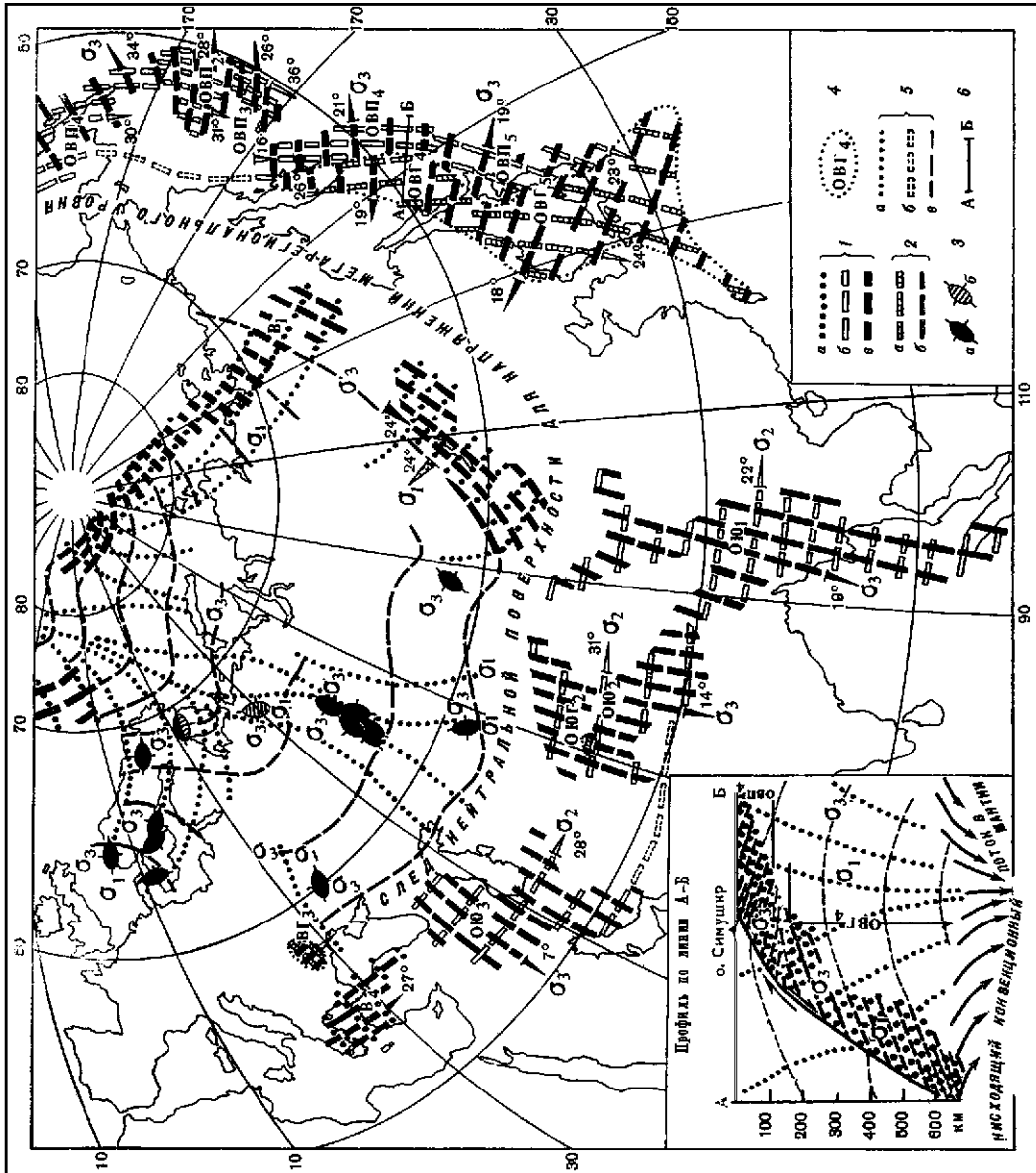
В отличие от верхних частей тектоносферы Восточноазиатской области (ОВП) в более глубоких ее частях на всем диапазоне глубин от 160 до 700 км (объемы с индексом ОВГ<sub>4</sub> и ОВГ<sub>3</sub>) для всей Курило-Камчатской островной дуги (рис. 7) фиксируется пологая ( $\angle 18\text{--}19^\circ$ ) ориентация осей  $\sigma_3$  с падением в направлении от океана под континент при сохранении типа ориентации оси  $\sigma_2$  близким к поверхностному. Особенности поля направлений главных напряжений, установленного для земной коры и верхней мантии Курило-Камчатского региона (утолщенные траектории на профилях А — Б, рис. 9, 10), представляется возможным интерпретировать (тонкие линии на профилях А — Б) с позиций тектоники плит. При этом для зоны поддвигового нарушения глобального уровня в качестве одного из допустимых вариантов можно ожидать возникновения под действием нисходящего конвекционного потока в мантии поля направлений главных напряжений, близкого к тому, которое отображено на профилях А — Б (рис. 9, 10).

Характерной для Окраинноконтинентальной провинции особенностью соотношения мегарегионального поля напряжений и современной тектонической структуры, как это показано в работе [13], является близость простираний основных (мегарегиональных) элементов ее структурной зональности — глубинных разломов и складчатых сооружений, активных в новейшее время, к простиранию одной из площадок действия максимальных касательных напряжений. Такое сходство может рассматриваться в качестве одного из признаков длительной устойчивости направлений действия мегарегиональных тектонических напряжений в пределах орогенического пояса Евразийского континента, начиная как минимум с новейшего этапа активизации тектонических движений.

3. Четыре однородно-осных сейсмоактивных объема земной коры, объединенные в одну внутриконтинентальную провинцию (рис. 8, табл. 2), харак-

**Рис. 9.** Схема направлений действия современных главных нормальных напряжений мегарегионального уровня для территории Евразии

- 1 — траектории направлений осей главных нормальных напряжений для верхних частей тектонической сферы, нанесенные на карте в пределах границ выделенных однородно-осных объемов  $\sigma_1$  (а),  $\sigma_2$  (б) и  $\sigma_3$  (в). Стрелками показаны направления погружения осей; цифры соответствуют величине угла наклона осей к горизонту;
- 2 — траектории осей  $\sigma_2$  (а) и  $\sigma_3$  (б) для нижних частей тектонической сферы;
- 3 — ориентация главных осей эллипсоида напряжений, определенная методом разгрузки и ультразвуковым методом (а) (приведены результаты из работ [6, 9, 16, 19]) результаты определения напряжений в пунктах измерений, в которых величина  $\tau_{max}$  превосходит уровень 110 кгс/см<sup>2</sup>), а также методом кинематического анализа трещинных структур (б) направления коротких осей эллипсов соответствуют направлениям осей  $\sigma_3$ , а длинных — осей  $\sigma_1$ );
- 4 — контуры однородно-осных сейсмоактивных объемов, выделенных в верхней мантии; 5 — гипотетические траектории осей главных нормальных напряжений мегарегионального уровня для районов со слабой сейсмической активностью  $\sigma_1$  (а),  $\sigma_2$  (б) и  $\sigma_3$  (в);
- 6 — линия поперечного профиля через зону Бенюфа (утолщенными линиями на профиле А — Б заштрихована фокальная зона гипотетических землетрясений для района Курильских островов на широте о. Симушир; интерпретация профиля (тонкие траектории) проведена с позиций тектоники плит [18]. Горизонтальный и вертикальный масштабы на профиле одинаковы



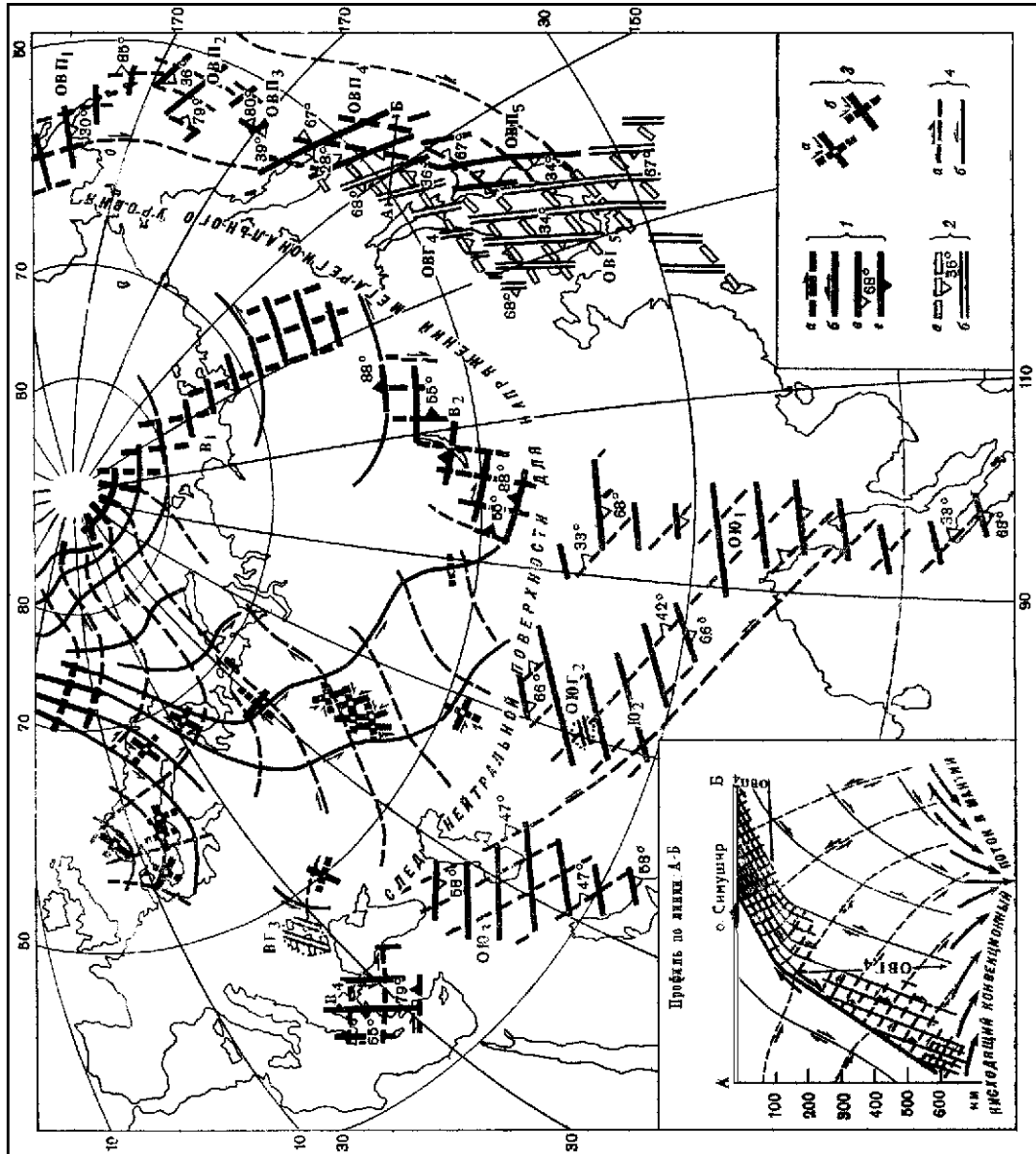
**Рис. 10.** Схема направлений действия современных максимальных касательных напряжений мегарегионального уровня для территории Евразии

1 — траектории простираний площадок действия  $\tau_{\max}$  для верхних частей тектоносферы, нанесенные на карту в пределах границ выделенных однородно-осных объемов для площадок с правой сдвиговой составляющей напряжения (а), с левой (б), для площадок сдвигово-взбросового типа (а), для площадок сбросо-сдвигового типа (б) (зубцы ориентированы в сторону падения площадок, цифры соответствуют величине угла их наклона к горизонтальной плоскости);

2 — траектории простираний площадок  $\tau_{\max}$  для нижних частей тектоносферы для площадок сдвигово-взбросового типа с правой сдвиговой составляющей напряжения (а) и с левой (б);

3 — простирания площадок  $\tau_{\max}$ , определенных методом разгрузки (а) в пунктах измерений, в которых величина  $\tau_{\max}$  превосходит уровень 110 кгс/см<sup>2</sup> [6, 9, 18, 21], и методом кинематического анализа трещинных структур (б);

4 — гипотетические траектории простираний площадок  $\tau_{\max}$  мегарегионального уровня для районов со слабой сейсмической активностью для площадок с правой сдвиговой составляющей напряжения (а) и с левой (б). Осевые обозначения те же, что и на рис. 9





теризуются отличным от рассмотренного выше типом ориентации главных напряжений. В каждом из этих объемов азимуты осей  $\sigma_3$  (с углами падения от 19 до 45°) тяготеют к направлению, параллельному, а  $\sigma_1$  (с углами падения от 10 до 30°) — перпендикулярно выделенной на карте (рис. 9) границе раздела двух сейсмоактивных провинций Евразии. При этом в отличие от сдвиго-взбросового характера площадок действия  $\tau_{\max}$ , свойственного всей Окраинноконтинентальной провинции в целом, каждый из выделенных коровых объемов Внутриконтинентальной провинции характеризуется площадками действия  $\tau_{\max}$  лишь сбросо-сдвигового типа.

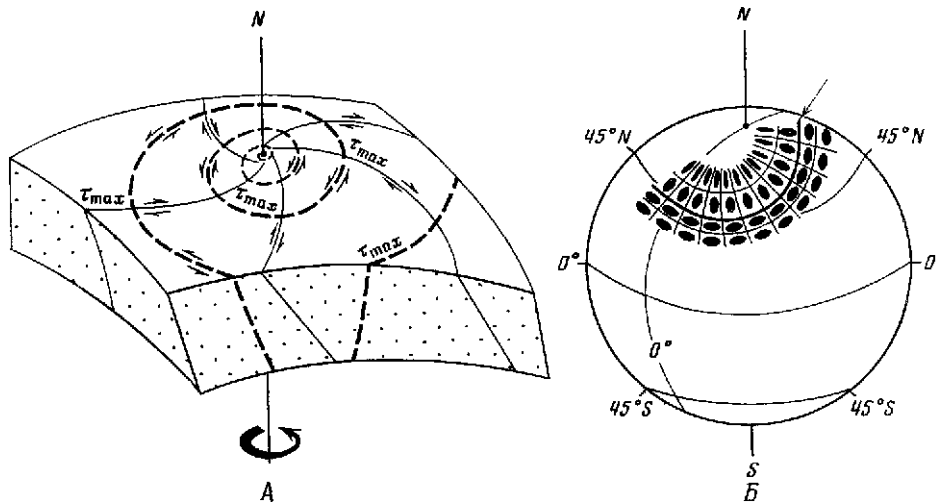
Указанные особенности ориентации главных напряжений мегарегионального уровня в пределах Внутриконтинентальной провинции проявляются и на более низком уровне поля современных напряжений, установленных в «асейсмичных» районах с помощью метода разгрузки и ультразвукового метода [6, 9, 16, 19], а также метода кинематического анализа трещинных структур. Анализ данных показывает, что определенной упорядоченностью ориентации главных осей и наилучшей согласованностью с сейсмологическими данными характеризуются результаты определения ориентации главных напряжений лишь в тех пунктах измерений, в которых величина  $\tau_{\max}$  превосходит уровень 110 кгс/см<sup>2</sup>. Результаты определения ориентации напряжений указанного уровня отражены на картах (рис. 9) в виде эллипсов, короткие оси которых ориентированы в направлении оси  $\sigma_3$ , а длинные — в направлении  $\sigma_1$ . Эти данные использованы при построении для некоторых районов гипотетических траекторий главных напряжений (тонкие линии), подчеркивающих выявленные для земной коры Внутриконтинентальной провинции тенденции в ориентировке главных осей напряжений мегарегионального уровня<sup>1</sup>.

В отличие от типа ориентации главных напряжений, свойственного земной коре Внутриконтинентальной провинции, подвижки в очагах подкоровых землетрясений, зафиксированные в пределах Карпат (рис. 8, ВГ<sub>3</sub>), свидетельствуют о субвертикальной (<76°) ориентации оси  $\sigma_1$ , типичной для сейсмоактивных объемов Евразийского континента, располагающихся в пределах верхней мантии. Низкая надежность определения ориентации коровых напряжений для Карпат, восстановленных лишь по восьми опубликованным в работе [22] механизмам слабых землетрясений, не позволяет с уверенностью судить о типе соотношения направлений действия коровых и подкоровых напряжений этого района. Однако пять из этих механизмов не согласуются с подвижками в очагах подкоровых землетрясений, что может рассматриваться как определенный признак существенных различий в ориентации напряжений, действующих в коре и верхней мантии Карпатского сейсмоактивного объема.

4. Особенности ориентации мегарегиональных напряжений в приполярном районе (В<sub>1</sub>) Внутриконтинентальной провинции, характеризующиеся тяготением площадок  $\tau_{\max}$  к параллелям (площадки с левой сдвиговой составляющей напряжения  $\tau_{\max}$ ) и меридианам (площадки с правой сдвиговой составляющей) наводят на мысль о возможном возникновении такого поля в условиях деформации кручения (рис. 11, А). Такая деформация может быть вызвана большей угловой скоростью вращения ядра и верхней мантии относительно верхних частей тектоносферы, что допустимо при изменении скорости вращения Земли<sup>2</sup>. При этих условиях могут возникать пологоори-

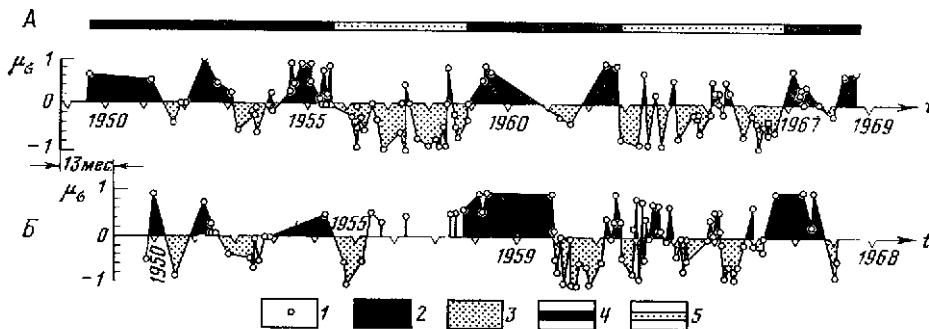
<sup>1</sup> Использованных автором фактических данных недостаточно для построения однозначной картины траекторий главных напряжений мегарегионального поля, показанных на карте тонкими линиями и названных гипотетическими. Тем не менее можно считать, что вариант проведения этих траекторий, предлагаемый автором, разумно отвечает имеющимся и настоящее время фактическим данным об ориентации тектонических напряжений — *Прим. ред.*

<sup>2</sup> Гипотеза о связи полученной автором картины траекторий главных напряжений мегарегионального поля с режимом вращения Земли представляет несомненный интерес, но нуждается в дальнейшей проверке и уточнении. — *Прим. ред.*



**Рис. 11.** Один из возможных вариантов трактовки поля мегарегиональных напряжений Евразийского континента

А — с позиции деформации кручения (для приполярного сегмента Земли показан один из допустимых вариантов схемы ориентации площадок  $\tau_{\max}$ , проявления которой можно ожидать в условиях деформации кручения); Б — с позиции деформации изгиба Евразийской плиты в плоскости, параллельной земной поверхности (на сфере, изображающей поверхность земного шара, показана в виде совокупности эллипсов принципиальная схема поля напряжений Евразии, возникновения которого можно ожидать при потере устойчивости плиты в горизонтальном направлении; стрелкой сверху указан след нейтральной поверхности)



**Рис. 12.** Сопоставление коровых (А) и подкоровых (Б) пульсаций тектонических напряжений мегарегионального уровня для территории юга Евразии

1 — значения  $\mu_0 = [2(\sigma_2 - \sigma_3) / (\sigma_1 - \sigma_3)] - 1$ , рассчитанные по направлениям сдвиговых подвижек, реализованным в очагах землетрясений; 2, 3 — выделенные импульсы условного сжатия (2) ( $\mu_0 > 0$ ) и условного растяжения (3) ( $\mu_0 < 0$ ), отвечающие увеличению или уменьшению относительной величины напряжения  $\sigma_3$ , условно принимаемого за активное; 4, 5 — предполагаемые длиннопериодные импульсы условного сжатия (4) и условного растяжения (5)

ентированные, продольные по отношению к континенту сжимающие усилия  $\sigma_3$  при поперечной (радикальной) ориентации осей  $\sigma_1$ .

При переходе от Внутриконтинентальной провинции к Окраинноконтинентальной проявляется одна из характерных черт поля напряжений Евразии, которая выражается в смене индекса главных нормальных напряжений, действующих в поперечных (радикальных) для континента направлениях:  $\sigma_1$  изменяется на  $\sigma_3$ . Эта смена осуществляется в пределах выделенной на картах (рис. 9, 10) дугообразной зоны, прослеживающейся на юге континента вдоль широты  $45^\circ N$  и далее на северо-востоке вдоль Охотского вулканогенного пояса. Такое изменение напряжений напоминает типичную для складок

продольного изгиба [29] смену индексов главных напряжений, которая осуществляется в области, соответствующей нейтральной поверхности. Такая поверхность возникает в слое (плите) как в случае его изгиба в плоскости, поперечной слою, так и в случае потери его устойчивости в плоскости, параллельной слою (рис. 11, Б).

В соответствии с отмеченной аналогией указанная особенность взаимосвязи окраинноконтинентальных и внутриконтинентальных напряжений может свидетельствовать о проявлении изгиба Евразийской плиты в плоскости, параллельной земной поверхности. Такому изгибу, характеризующемуся потерей устойчивости плиты в горизонтальном направлении, по-видимому, может способствовать воздействие на нее нисходящего конвекционного потока в мантии (профиль А — Б на рис. 9, 10), предполагаемого с позиций тектоники плит в области Курило-Камчатской островной дуги.

5. Результаты расчетов значений коэффициента Лодэ — Надаи ( $\mu_o$ ) для каждого из коровых и подкоровых землетрясений юга Евразии приведены на двух графиках <sup>1</sup> (рис. 12). Графики отражают некоторую группируемость во времени положительных и отрицательных значений  $\mu_o$ , которая, по-видимому, может рассматриваться как проявление коротко- и длиннопериодной пульсации относительных величин тектонических напряжений. Одной из возможных причин этой пульсации могут быть периодические изменения скорости вращения Земли. Если условно принять за активное, наиболее изменчивое во времени по своей величине напряжение  $\sigma_3$ , то периоды времени с положительными значениями  $\mu_o$  на этих графиках можно считать соответствующими импульсам условного сжатия, а с отрицательными — импульсам условного растяжения. Выделенные на обоих графиках в соответствии с этим условием короткопериодные импульсы условного сжатия ( $\mu_o > 0$ ) и условного растяжения ( $\mu_o < 0$ ) обнаруживают определенное сходство между собой при смещении графика поверхностных импульсов (рис. 12, А) по отношению к глубинным (рис. 12, Б) по шкале времени на срок около года. Это смещение может свидетельствовать о годичном отставании поверхностных короткопериодных импульсов от глубинных и зарождении этих импульсов на глубине.

Предпринятая первая попытка оценок коэффициента Лодэ — Надаи для очагов землетрясений может свидетельствовать о перспективности использования этого коэффициента в качестве одного из важных физических параметров механизма очага, характеризующего соотношения величин главных напряжений, вызвавших сеймотектоническую подвижку.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного анализа могут быть сделаны три основных вывода.

1. Вся совокупность направлений сдвиговых сеймотектонических подвижек, зарегистрированных в очагах сильных землетрясений Евразии, свидетельствует о проявлении в пределах континента мегарегионального уровня поля тектонических напряжений, характеризующегося устойчивостью ориентации трех главных осей напряжений этого поля как во времени, так и в пространстве. При этом различие в ориентации главных напряжений в пределах выделенных однородно-осных сейсмоактивных объемов для всего рассмотренного 20-летнего периода времени не выходит за пределы точности определения механизмов очагов землетрясений, которая может быть принята равной  $\pm 10^\circ$  при 80—90%-ном доверительном уровне этих определений.

<sup>1</sup> Выбор именно этого района Евразии (включающего элементарные объемы ОЮ<sub>1</sub>, ОЮ<sub>2</sub>, ОЮ<sub>3</sub>, ОЮГ<sub>2</sub>, и В<sub>4</sub>) обусловлен возможностью допущения более высокой точности определения для всей совокупности механизмов очагов этого района, которая может быть принята равной  $\pm 5^\circ$ . Приведенные на рис. 12 графики построены в соответствии с этим допущением на основе механизмов очагов, для которых точность определения  $\mu_o$  не выходит за пределы  $\pm 0,5$ .

2. Совокупность значений  $\mu_0$ , определенных по крупным сеймотектоническим подвижкам, зарегистрированным в сейсмоактивных областях юга Евразии, характеризует явление периодической изменчивости во времени соотношения величины главных напряжений как для земной коры, так и для верхней мантии.

3. Проведенные исследования в целом могут свидетельствовать о бесперспективности попыток выделения на основе данных о механизмах очагов землетрясений с  $M > 4,5 \div 5$  и  $K > 11$  тех из направлений сдвиговых подвижек, которые могли бы рассматриваться в качестве индикаторов форшоковых изменений ориентации тектонических напряжений — кинематических предвестников сильных землетрясений. Выделение таких предвестников, как это подчеркивалось в работах [11, 23], по-видимому, возможно по данным о механизмах очагов землетрясений лишь более низких энергетических уровней.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аверьянова В. Н. Детальная характеристика сейсмических очагов Дальнего Востока. М., «Наука», 1968.
2. Аверьянова В. Н. Глубинная сеймотектоника островных дуг северо-запада Тихого океана. М., «Наука», 1975.
3. Балакина Л. М., Введенская А. В., Голубева Н. В. и др. Поле упругих напряжений Земли и механизм очагов землетрясений. М., «Наука», 1972.
4. Батдорф С. Б., Будянский Б. — В кн.: Механика, № 1 (171). М., ИЛ, 1961.
5. Введенская А. В. Исследования напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М., «Наука», 1969.
6. Влох Н. П., Сашурин А. Д., Зубков А. В. — В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., «Наука», 1973.
7. Гзовский М. В. — В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород. М., «Наука», 1971.
8. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975.
9. Гзовский М. В., Турчанинов И. А., Марков Г. А. и др. — В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., «Наука», 1973.
10. Гуценко О. И. — ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2.
11. Гуценко О. И. — ДАН СССР, 1975, т. 225, № 3.
12. Гуценко О. И., Сим Л. А. — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. 23—25 октября 1974 г., Ленинград. М., 1974.
13. Гуценко О. И., Сим Л. А. — Изв. вузов. Геология и разведка, № 12, 1977.
14. Козьмин Б. М. — В кн.: Новые данные по геологии Якутии. Якутск, Изд-во Якутского филиала СО АН СССР, 1975.
15. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М., «Наука», 1975.
16. Кропоткин П. Н. — В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., «Наука» 1973.
17. Линь Т. Г. — В кн.: Проблемы теории пластичности, № 7. М., «Мир», 1976.
18. Маккензи Д. П. — В кн.: Природа твердой Земли. М., «Мир», 1975.
19. Марков Г. А. Тектонические напряжения и горное давление в рудниках Хибинского массива. Л., «Наука», 1977.
20. Малмейстер А. К. — Механика полимеров, 1965, № 4.
21. Мишарина Л. А. Напряжения в земной коре в рифтовых зонах. М., «Наука», 1967.
22. Николаев П. Н., Шукин Ю. К. — В кн.: Глубинное строение земной коры. М., «Наука», 1975.
23. Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гуценко О. И., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Международный симпозиум. 27 мая — 3 июня 1974 г. Ташкент, «Фан», 1976.
24. Соболева О. В. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968, № 10.
25. Соболева О. В. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 1.
26. Шамина О. Г., Ханутина Р. В. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 10.
27. Широкова Е. И. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 11.
28. McKenzie Dan P. — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1969, v. 59, N 2.
29. Ramsay J. Folding and fracturing of rocks. N. Y., McGraw-Hill, 1967.

Л. А. СИМ

## **РЕКОНСТРУКЦИЯ НАПРАВЛЕНИЙ ДЕЙСТВИЯ ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ДОЛИНЕ Р. КОСЬЮ (ЗАПАДНЫЙ ТИМАН) МЕТОДОМ КИНЕМАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ТРЕЩИННЫХ СТРУКТУР**

В зоне Косьюского разлома, осложняющего юго-восточное ограничение Среднего Тимана [8] (рис. 1), была впервые предпринята попытка реконструкции направления действия главных напряжений методом кинематического анализа трещинных структур в платформенных условиях.

Подобный анализ трещиноватости предполагает в отличие от общепринятого метода реконструкции ориентировки осей главных нормальных напряжений [4], что к моменту начала воздействия восстанавливаемого поля напряжений исследуемый объем уже нарушен произвольно ориентированными ослабленными поверхностями (трещинные структуры различного генезиса, поверхности напластования, рассланцевания и т. д.). По этим ослабленным поверхностям под действием определенно ориентированных главных нормальных напряжений происходят закономерные перемещения, фиксируемые бороздами скольжения [5, 6]. Нахождение направления действия этих главных нормальных напряжений по измеренным бороздам скольжения является непосредственной задачей данного исследования.

Для реконструкции направления действия главных напряжений кинематическим методом [6] в полевых условиях необходимо измерение ориентировки трещин и борозд скольжения.

Замер ориентировки плоскости трещины производится традиционным способом, а измерение направления борозды скольжения можно производить в двух вариантах.

1. Измеряется азимут падения плоскости, параллельной борозде скольжения и перпендикулярной плоскости трещины, при этом фиксируется кинематический тип нарушения (сброс, взброс, правый или левый сдвиг и т. д.), лежащее крыло принимается за неподвижное; удобна следующая система записи:

тр.аз.пд. 340 < 60; бор.аз.пд.228, сб.

(азимут падения трещины — 340°, угол падения — 60°; азимут падения плоскости, параллельной борозде скольжения и перпендикулярной плоскости трещины — 228°, кинематический тип подвижки — сбросовый).

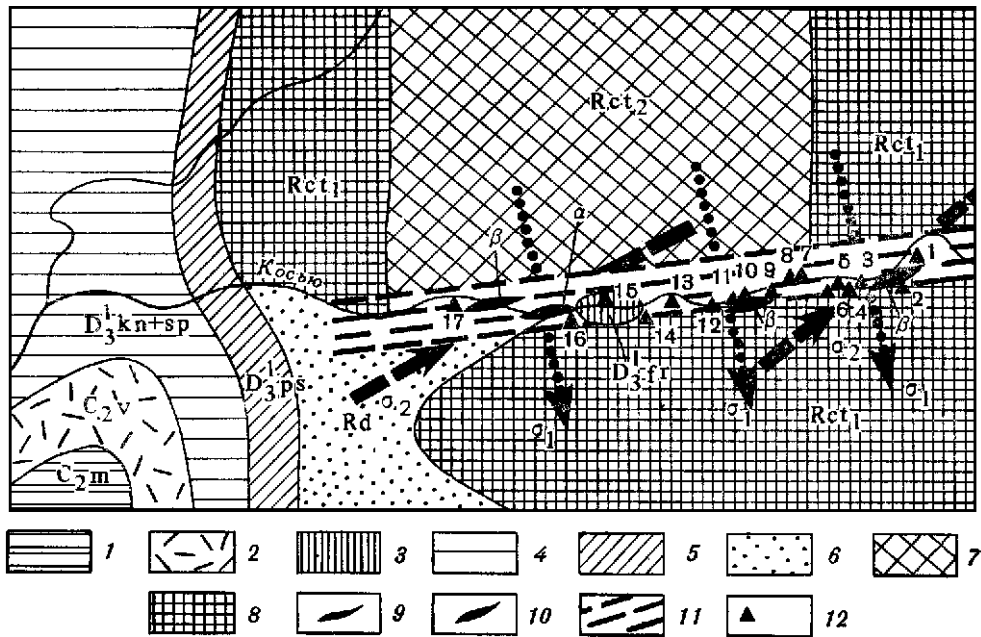
2. Измеряется угол наклона борозды скольжения к горизонтальной плоскости, для чего компас совмещается длинной стороной с направлением борозды, затем приводится в вертикальное положение, после чего снимается отсчет угла наклона борозды скольжения; при этом необходимо указывать, в какую сторону от линии падения трещины отклоняется верхний (направленный по восстанию) «конец» борозды скольжения в лежащем крыле; система записи следующая:

тр.аз.пд. 340 < 60; л.< 40, сб.

(азимут падения трещины — 340°, угол падения — 60°; верхний «конец» борозды отклоняется налево от линии падения трещины, угол наклона борозды — 40°, кинематический тип нарушения — сбросовый).

Измеренные ориентировки сдвиговых плоскостей<sup>1</sup> и подвижек по ним наносятся на стереограмму с помощью стереографической сетки Вульфа.

<sup>1</sup> Термин «сдвиговые плоскости» употребляется не в геологическом, а в механическом смысле, т. е. это плоскости нарушений любого кинематического типа, за исключением раздвигов.

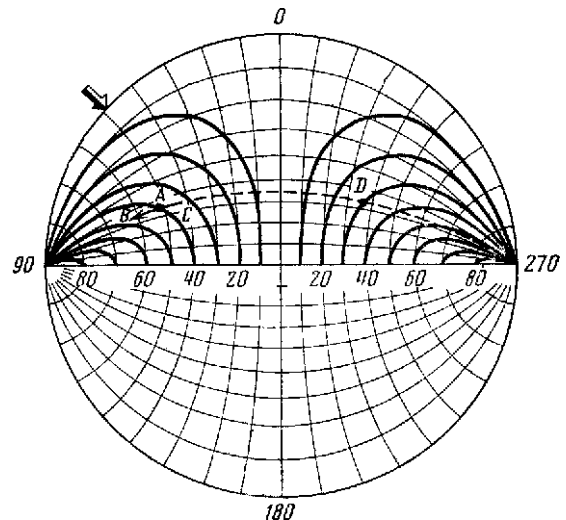


**Рис. 1.** Схема геологического строения (по В. А. Разницыну [8]) и ориентации поля тектонических напряжений р. Косью

1 — Московский ярус среднего карбона ( $C_2m$ ); 2 — Башкирский ярус среднего карбона ( $C_2v$ ); 3 — Семилукский горизонт нижнефранского подъяруса верхнего девона ( $D_3^1 fr$ ); 4 — Кыновский и Саргаевский горизонты верхнего девона ( $D_3^1 kn + sp$ ); 5 — Пашийский горизонт ( $D_3^1 ps$ ); 6 — Джежимская (светлинская) свита рифея ( $Rd$ ); 7 — Нижнечетласская подсвита рифея ( $Rct_1$ ); 8 — Верхнечетласская подсвита рифея ( $Rct_2$ ); 9 — сиениты рифейские ( $\alpha$ ); 10 — лампрофиры рифейские ( $\beta$ ); 11 — зона Косьюского разлома; 12 — точки наблюдения и их номера. На схеме показаны азимутальные направления действия главных нормальных напряжений; жирные точки —  $\sigma_1$ , жирный пунктир —  $\sigma_2$ ; стрелки указывают направление падения (наклона) этих осей

**Рис. 2.** Палетки для нанесения борозд скольжения

$A$  — полюс трещины;  
 $AB$  — ориентировка вектора сбросового перемещения по трещине, изображенного в полюсе трещины;  
 $AC$  — то же, для взбросового перемещения;  
 $BC$  — ориентировка борозды скольжения при неопределенном знаке смещения. Пунктиром поднята дуга большого круга, соответствующая следу плоскости, параллельной борозде скольжения и перпендикулярной плоскости трещины



Последовательность нанесения измерений на стереограмму следующая: 1) наносится полюс трещины по общепринятым правилам [7], 2) север стереограммы совмещается с азимутом  $228^\circ$  на сетке Вульфа (азимут падения борозды скольжения), 3) поднимается отрезок той дуги большого круга, на которой оказался полюс трещины (рис. 2, точка  $A$ ), 4) при сбросовом типе смещения отрезку дуги придается стрелкой направление от центра сетки ( $AB$ ),

при взбросовом — к центру сетки (АС); если тип смещения сдвиговый, то правый сдвиг фиксируется стрелкой, направленной по часовой стрелке, а левый — против часовой стрелки.

Для нанесения борозд скольжения, измеренных по второму варианту, необходимо пользоваться палеткой, предложенной О. И. Гущенко (рис. 2).

На палетке жирной линией объединены полюсы всего комплекса различно ориентированных трещин с углами падения от 0 до 90°, отвечающих следующим условиям:

1) углы наклона борозд скольжения к горизонтальной плоскости равны между собой (жирные линии оцифрованы в соответствии с величиной этого угла наклона); 2) плоскости, параллельные борозде скольжения и перпендикулярные плоскости трещины, в которой они лежат, имеют одинаковые азимуты падения.

Левая часть палетки соответствует бороздам, верхний «конец» которых в лежащем (неподвижном) крыле отклонен налево от линии падения трещины, правая соответственно — отклоненным направо.

После нанесения на стереограмму полюса трещины стереограмма вращением кальки приводится в положение, при котором полюс трещины (т. А) совмещается с жирной линией, оцифрованной 40° (в соответствии с измеренным углом наклона борозды 40°) в левой части палетки. После этого поднимается отрезок дуги большого круга, на которой зафиксирована точка А; отрезку дуги АВ стрелкой придается направление от центра диаграммы (сброс). По этой дуге большого круга отсчитывается 90° и фиксируется точка D, соответствующая проекции выхода на верхнюю полусферу вектора сдвигового смещения.

В случае, если определить знак смещения не удастся, измеренная ориентировка борозды скольжения наносится в виде отрезка дуги большого круга ВС без фиксации направления смещения.

Оба варианта дают одно и то же изображение вектора подвижки, привязанного к полюсу трещины, и одинаково применимы для трещин с углами падения больше 0 и меньше 90°. И только для горизонтальных трещин применим лишь первый вариант, а для вертикальных — лишь второй вариант, причем в вертикальной трещине необходимо отмечать, в каком крыле (например, в СЗ или ЮВ) производился замер отклонения борозды скольжения от линии угла падения.

Последующие построения для нахождения ориентировки осей главных нормальных напряжений производятся в соответствии с методикой, изложенной в статье О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...».

Предельная величина допустимой ошибки измерения с помощью компаса ориентировки борозд скольжения оценивается в  $\pm 15^\circ$ , такая относительно низкая точность обусловлена малой базой компаса и спецификой рельефа трещин, несущих борозды скольжения (повышенная шероховатость). Каждое отдельное обнажение в исследуемом районе содержит, как правило, не более 3—5 трещин с бороздами скольжения, по которым удастся уверенно определить направления смещений. Зафиксированные борозды без определенного знака смещения являются лишь дополнительной информацией и не используются непосредственно при локализации ориентировок главных нормальных напряжений<sup>1</sup>. Такой информации при сравнительно низкой точности ориентировки борозд недостаточно для реконструкции направления осей главных нормальных напряжений в пределах каждого обнажения. Поэтому замеры борозд в разных обнажениях последовательно объединялись, начиная от точки 1, до тех пор, пока на стереограмме не локализовались примерные ориентировки осей алгебраически минимальных ( $\sigma_3$ ), промежуточных ( $\sigma_2$ ) и максимальных ( $\sigma_1$ ) главных нормальных напряжений.

<sup>1</sup> В принципе, как это следует из рис. 3 в статье О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...», такого типа данных достаточно для определения направления главных напряжений без характеристики наименования этих напряжений.

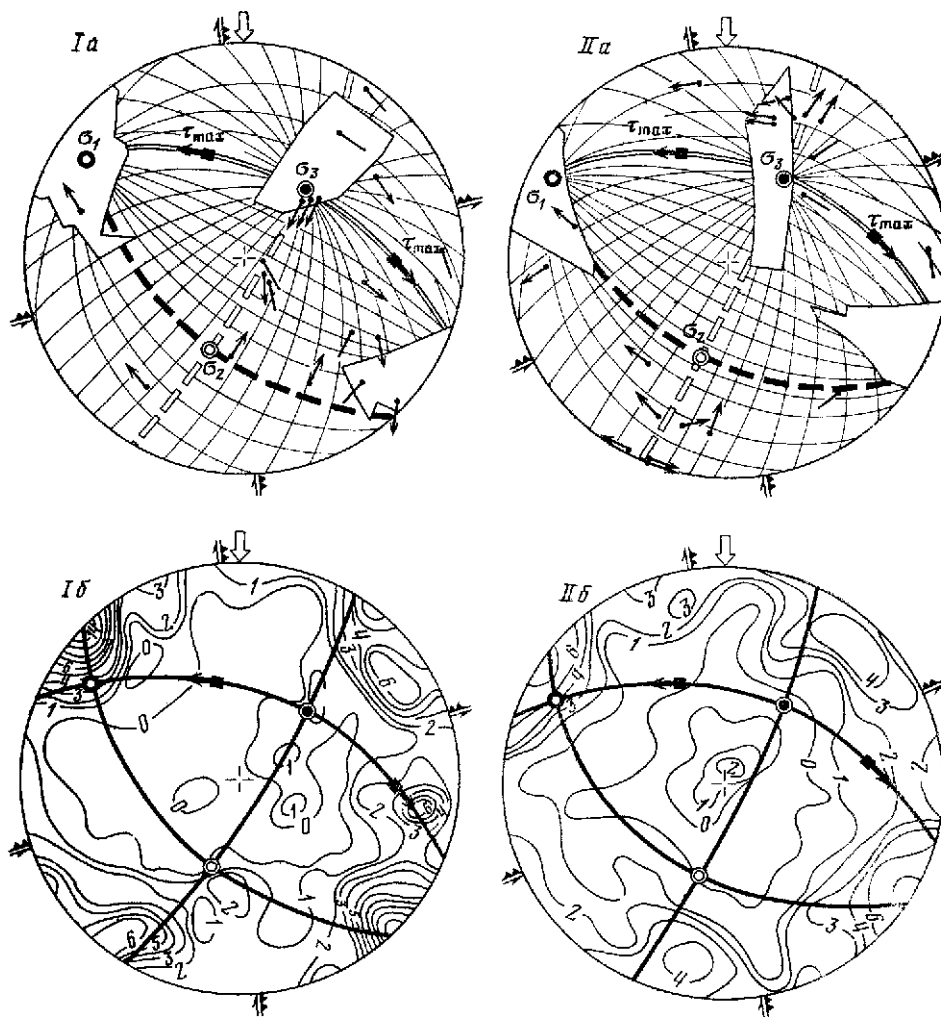
В первую стереограмму (рис. 3, Ia) вошли замеры борозд скольжения в точках 1—6; точка 1 расположена в верховьях р. Косью, примерно в 18 км по прямой от устья реки, впадающей в р. Верхнюю Пузлу, последняя является правым притоком р. Мезени. В точках 1—6 обнажаются алевроитовые и глинистые сланцы с прослоями кварцитов нижнечетласской подсвиты рифея [8], выделяемой В. Г. Геценом в светлинскую серию [3].

Вторая стереограмма (рис. 3, IIa) объединяет замеры борозд скольжения в точках 7—13; в пределах последних обнажаются в основном кварцито-песчаники верхнечетласской подсвиты рифея. Наконец, третья стереограмма (рис. 3, IIIa) объединяет замеры борозд в точках 14—17 (точка 17 удалена по прямой от устья р. Косью на 8 км); в последнем интервале обнажены породы светлинской и четласской свит рифея, а также верхнедевонские алевролиты [8]. Направления действия главных нормальных напряжений, реконструированные на всех трех стереограммах, оказываются с учетом точности их определения сходными. Это позволило объединить все борозды скольжения в одну сводную стереограмму (рис. 3, IVa) и определить ориентировку действия главных нормальных напряжений, удовлетворяющих всей совокупности измеренных борозд (при принятой точности измерений  $\pm 15^\circ$ ). Для всей исследуемой зоны Косьюского разлома определены следующие азимуты падения и углы падения осей главных напряжений и азимуты простирания и углы падения площадок действия главных напряжений (град):

	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$	$\tau_1$	$\tau_{2(\max)}$	$\tau_3$
Оси	117<6	22<32	216<52	352<80 210<8	153<42 270<30	75<30 332<18
Площадки	27<84	292<58	126<38	262<10 120<82	63<48 180<62	344<60 244<72
Точность определения	$\pm 12$	$\pm 12$	$\pm 8$	—	—	—

Наряду с измерением трещин, несущих следы скольжения, в каждом обнажении измерялась вся совокупность трещин, не имеющих таких следов. Стереограммы плотностей всей совокупности трещин, суммарных для точек 1—6, 7—13, 14—17, и сводная стереограмма плотностей трещин для исследуемого района — точки 1—17, свидетельствуют о наличии двух значительных, наблюдающихся вдоль всей исследованной зоны Косьюского разлома, максимумов плотностей крутопадающих трещин ССВ и ЗСЗ простирания, а также ряда частных для отдельных участков максимумов (на рис. 3, Ib в правой части максимум оконтурен изолинией 6%, на рис. 3, IIb — изолиниями 3% и т. д.). Один из общих для всего района максимумов плотностей субвертикальных трещин (на рис. 3, IVb максимум полюсов трещин оконтурен изолинией 6%) с азимутом простирания плоскостей трещин  $30\text{--}40^\circ$  совпадает с простиранием зоны Косьюского разлома в целом; второй (на рис. 3, IVb максимум оконтурен изолинией 3%) максимум с азимутом простирания трещин  $120\text{--}130^\circ$  близок к общетиманской ориентировке региональных геологических структур. Частные максимумы плотностей полюсов трещин отражают, по-видимому, неоднородность горных пород на отдельных участках и, возможно, трещины разного генезиса (диагенетические, тектонические трещины, а также трещиноватость, связанную с внедрением интрузивных тел, и т. д.). С анизотропией горных пород, обусловленной их слоистостью, вероятно, связано и смещение положений, общих для всего района статистических максимумов плотностей полюсов трещин на отдельных участках. Вопрос о генезисе трещиноватости достаточно сложен [1, 10] и не является предметом исследования данной работы. Отметим лишь, что абсолютный максимум плотностей полюсов трещин (рис. 3, Ib — 14%, рис. 3, IIb — 8%, рис. 3, IIIb — 10%, рис. 3, IVb — 6%) находится в непосредственной близости от проекции оси  $\sigma_1$ , т. е. плоскость действия этого напряжения совпадает с плоскостями трещин отмеченного максимума. Это вполне объяснимо, так как ослабленные поверхности, субпараллельные плоскости





**Рис. 3.** Стереограммы трещинных структур

*a* — кинематические стереограммы; *б* — стереограммы плотностей полюсов трещин (Iб — 240 замеров, IIб — 230 замеров, IIIб — 180 замеров); *в* — стереограмма плотностей полюсов трещин с зафиксированными бороздами скольжения (60 замеров). Сводные стереограммы для точек: I — 1–6; II — 7–13, III — 14–17. Выход на верхнюю полусферу главных нормальных напряжений: 1 — алгебраически максимальных ( $\sigma_1$ ); 2 — алгебраически минимальных ( $\sigma_3$ ); 3 — промежуточных ( $\sigma_2$ ); следы плоскостей действия главных нормальных напряжений: 4 —  $\sigma_1$ ; 5 —  $\sigma_3$ ; 6 —  $\sigma_2$ ; 7 — те же плоскости на стереограммах плотностей полюсов трещин (*б*, *в*); 8 — проекция на верхнюю полусферу направления: *a* — вектора смещения по трещине, *б* — ориентация зеркала скольжения (при неопределенном знаке смещения); 9 — доверительные области определений осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  (области, запрещенные для секторов «сжатия» и «растяжения») при точности замеров ориентировок сдвиговых смещений  $\pm 15^\circ$ ; 10 — проекции площадок и направления действия максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$ ; 11 — простирания площадок действия  $\tau_{\max}$  (зубцы ориентированы в сторону падения площадок). Вариант ориентации теоретической номограммы направлений касательных напряжений (рис. 4 из статьи О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...»), аппроксимирующей всю совокупность зафиксированных смещений; 12 — семейство дуг больших кругов, нормирующих ориентацию сдвиговых смещений при  $\mu_0 = -1$ ; 13 — при  $\mu_0 = +1$ ; 14 — изолинии плотностей полюсов трещин, приходящихся на 1 % площади сферы (в % от общего количества измеренных трещин)

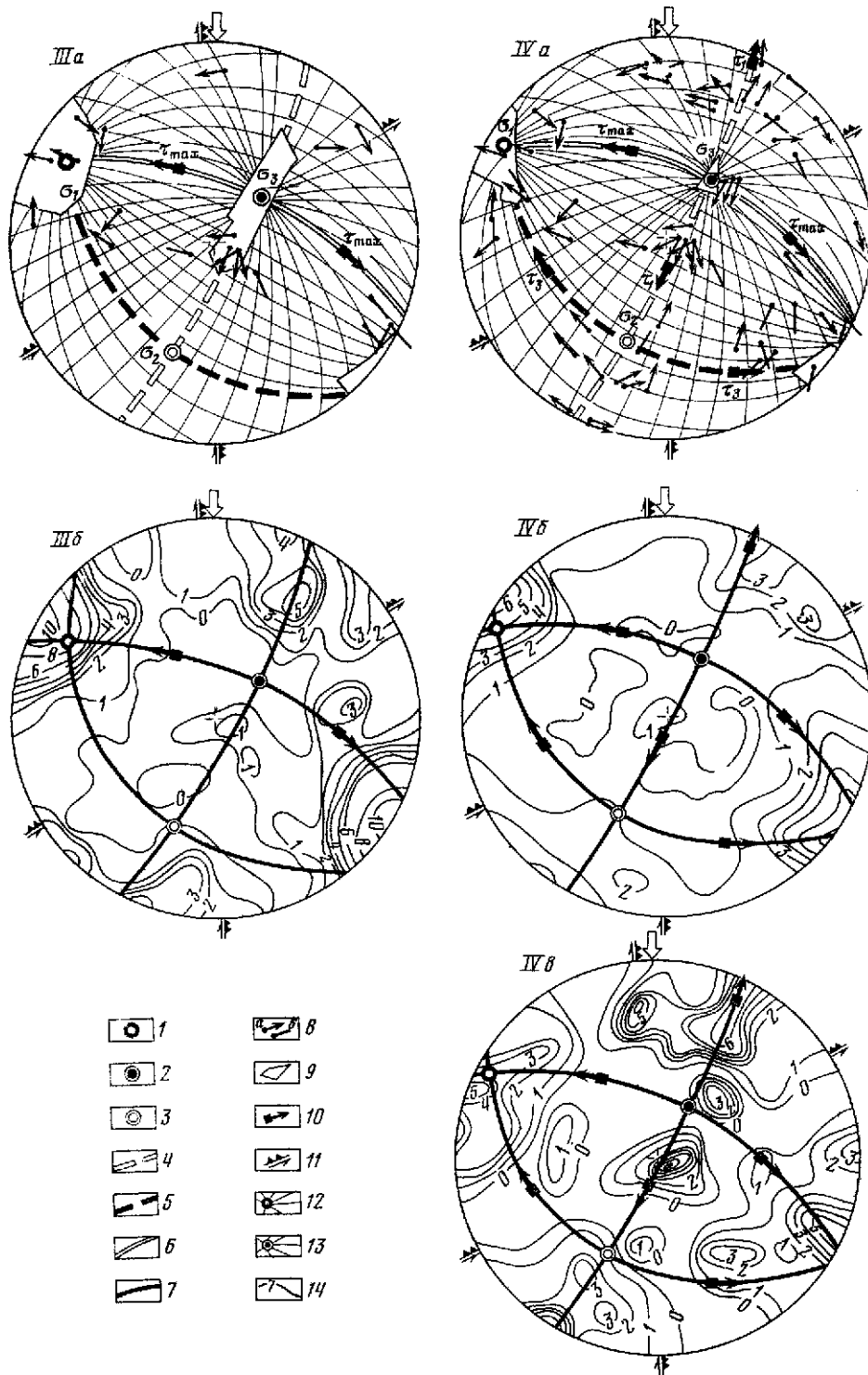


Рис. 3 (окончание)

действия  $\sigma_1$ , должны развиваться в виде раздвиговых трещин, и поэтому именно такие трещины чаще и легче фиксируются в полевых условиях.

Из вышеизложенного следует, что максимумы плотностей трещиноватости не связаны с ориентировкой площадок действия максимальных касательных напряжений ( $\tau_{\max}$ ). Поэтому эти максимумы могут рассматриваться лишь в качестве показателя структурной анизотропии исследованных объемов горных пород. При этом распределение трещин, по которым наиболее часто фиксируются смещения в виде борозд скольжения, может находиться в определенной связи с действующими тектоническими напряжениями. Для проверки этого предположения построена стереограмма плотностей только тех трещин, на которых зафиксированы борозды скольжения (рис. 3, IV в). Анализ этой стереограммы и сопоставление ее со стереограммой IV б, показывает, что чаще всего борозды скольжения фиксируются на плоскостях тех трещин, которые тяготеют к положению, параллельному площадкам действия  $\tau_1$  и  $\sigma_1$ . При этом один из максимумов (абсолютный, 10% от общего числа трещин с бороздами) отражает смещения в основном по напластованию пород (центр стереограммы). Максимум трещин общетиманского простирания, выраженный на рис. 3, IV б изолинией 3%, оказался на рис. 3, IV в закономерно смещенным в сторону полюса площадки действия  $\tau_1$ . На плоскостях трещин Косьюского направления (6% на рис. 3, IV б и 5% на рис. 3, IV в), субпараллельных плоскости действия  $\sigma_1$ , также чаще наблюдаются борозды скольжения. Приуроченность максимумов трещин с бороздами скольжения к площадкам действия  $\tau_1$  может свидетельствовать о том, что абсолютные величины  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  соизмеримы и, следовательно, коэффициент Лодэ—Надаи ( $\mu_0$ ) положителен<sup>1</sup>. Необходимо отметить, что важный анализ стереограмм плотностей трещин с бороздами скольжения основан на сравнительно малом объеме фактического материала и требует подтверждения дальнейшими полевыми исследованиями.

Наиболее проблематичным остается определение возраста реконструированного поля напряжений. Однако исходя из результатов исследований, проведенных О. И. Гуценко<sup>1</sup> в шахтах Кольского полуострова, можно сделать вывод о том, что на трещинах древнейших горных пород сохраняются следы скольжения, соответствующие лишь последним, наиболее молодым, по-видимому современным, подвижкам, происшедшим по этим трещинам. На основании этого можно предположить, что реконструированное поле напряжений долины р. Косью соответствует либо новейшему этапу тектонического развития района, либо лишь последнему из этапов новейшей активизации, датируемому позднечетвертичным — современным временем [2, 9].

Если в новейший этап перемещение по Косьюскому разлому было обусловлено действием восстановленного поля напряжений, то при субвертикальной ориентировке плоскости разрыва Косьюский разлом должен развиваться как левый сбрососдвиг (при падении плоскости разрыва на СЗ). О субвертикальном падении зоны разрыва свидетельствуют как крутая (< пд. 84°) ориентировка абсолютного максимума трещиноватости вдоль всей зоны разлома, так и прямолинейность долины р. Косью. Геоморфологические и геологические (рис. 1) данные не противоречат прогнозируемому типу смещения по Косьюскому разлому: левый берег реки Косью более изрезан притоками, максимальная гипсометрическая отметка — 420 м, в то время как на правом берегу максимальная высота рельефа — 380 м, т. е. юго-восточное крыло является относительно поднятым. Проведенные исследования свидетельствуют о перспективности применения кинематического метода реконструкции направления действия главных нормальных напряжений в платформенных (и близких к ним) условиях, где ориентировка осей главных напряжений более устойчива по сравнению с орогеническими областями в силу более простого тектонического строения и режима развития.

<sup>1</sup> См. статью О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. *Ажгирей Г. Д.* Структурная геология. М., Изд-во МГУ, 1966.
2. *Былинский Е. Н.* — Труды ВНИГРИ, 1973, вып. 339.
3. *Гецен В. Г.* Строение фундамента Северного Тимана и по-ва Канин. Л., «Наука», 1975.
4. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975.
5. *Гуценко О. И., Сим Л. А.* — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. 23–25 октября 1974 г., Ленинград. М., 1974.
6. *Гуценко О. И.* — ДАН СССР, 1975, т. 225, № 3.
7. *Лукин Л. И., Чернышев В. Ф., Кушнарев И. П.* Микроструктурный анализ. М., «Наука», 1965.
8. *Разницын В. А.* Тектоника Среднего Тимана. Л., «Наука», 1968.
9. *Ференс-Сороцкий А. А., Сафронов П. Н.* — Труды ВНИГРИ, 1973, вып. 339.
10. *Ферхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л.* Земля. Т. 2. М., «Мир», 1974.

О. И. ГУЩЕНКО, В. А. КУЗНЕЦОВ

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ И СООТНОШЕНИЯ ВЕЛИЧИН ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО СОВОКУПНОСТИ НАПРАВЛЕНИЙ СДВИГОВЫХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ

В работах [1—3] предложен метод тектонофизической интерпретации сдвиговых тектонических и сейсмодектонических смещений, позволяющий находить ориентацию главных осей тензора напряжений, вызвавших эти смещения<sup>1</sup>. В настоящей статье рассмотрена модель среды и ее напряженного состояния, лежащая в основе этой интерпретации.

1. Рассматривается геологический объем, в котором существует множество разрывов, трещин, микротрещин. Совокупность этих ослабленных поверхностей образует структуру объема. В дальнейшем все эти нарушения для краткости называются «трещинами». Совокупность трещин, имеющих площади одного порядка, образует структурный уровень.

Количество трещин в объеме может со временем меняться за счет возникновения новых трещин и залечивания старых.

2. Напряжения, действующие в объеме, вызывают смещения по трещинам. Данные об этих смещениях несут информацию о поле напряжений, существовавшем в объеме в момент подвижки. В рассматриваемой модели в качестве входных данных используются направления смещений по совокупности трещин, принадлежащих к одному структурному уровню, и направления нормалей к этим трещинам. Предполагается, что сдвиговое смещение происходит в направлении вектора касательного напряжения, среднего по поверхности трещины (трещины считаем плоскими). Тем самым: а) структурный уровень определяет масштаб осреднения (сглаживания) поля напряжений; б) структуре объема ставится в соответствие последовательность полей напряжений, каждое из которых ответственно за смещения по трещинам определенного структурного уровня; в) направления смещений по трещинам разных структурных уровней несут различную информацию о поле напряжений в объеме. А именно: смещения по относительно крупным трещинам несут информацию о существенно сглаженном поле напряжений, тогда как смещения по более мелким трещинам вызываются более изменчивым (менее сглаженным) полем напряжений и, следовательно, несут более детальную информацию о полном поле напряжений, действовавшем в объеме.

3. В основе метода, позволяющего восстанавливать ориентацию главных осей тензора напряжений, лежит простая зависимость между направлением смещения по трещине и компонентами тензора напряжений, вызвавших это смещение. Получим эту зависимость.

Рассмотрим трещину структурного уровня  $L^{(j)}$  (т. е. трещину, имеющую характерный размер  $L^{(j)}$  и площадь  $L^{(j)} \times L^{(j)}$ ,  $j = 1, 2, 3 \dots$ ). Ориентацию берега трещины, принимаемого за неподвижный, будем характеризовать единичным вектором внешней нормали  $\mathbf{n}$ . Направление сдвигового смещения по трещине будем характеризовать единичным вектором  $\mathbf{t}$ . Введем также вектор  $\mathbf{m} = \mathbf{n} \times \mathbf{t}$ , ортогональный к векторам  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{t}$ . Таким образом, с неподвижным берегом каждой трещины мы будем связывать правую тройку единичных ортогональных векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ .

Напряжение, вызвавшее смещение по трещине, будет характеризоваться тензором  $\hat{\sigma}$ , являющимся девиатором тензора напряжений. Шаровую часть тензора напряжений мы не рассматриваем, так как она не влияет на направление сдвигового смещения по трещине.

<sup>1</sup> См. также работы О. И. Гущенко, представленные выше.

Вектор напряжения, действующего на плоскость ( $\mathbf{n}$ ), обозначим через  $\mathbf{P}$ . Его нормальную составляющую к плоскости трещины обозначим через  $\mathbf{N}$ . Имеем  $\mathbf{N} = (\mathbf{Pn})\mathbf{n}$ . Вектор  $\mathbf{T} = \mathbf{P} - \mathbf{N}$  определяет касательное напряжение, приложенное к плоскости ( $\mathbf{n}$ ). Мы принимаем, что смещение по трещине происходит в направлении вектора  $\mathbf{T}$ , т. е.  $\mathbf{t} = \mathbf{T}/|\mathbf{T}|$ . Это означает, что вектора  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{n}$  лежат в одной плоскости, перпендикулярной вектору  $m$ . Следовательно,

$$(\mathbf{Pm}) = 0. \quad (1)$$

Это и есть искомое соотношение. Выразим его через компоненты тензора напряжений и направляющие косинусы векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ .

4. Пусть тройка единичных векторов  $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2, \mathbf{I}_3$ , образует правый ортогональный декартов базис. В дальнейшем для его обозначения используем запись  $\{I_i\}$ , где  $i = 1, 2, 3$ . Компоненты векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$  в этом базисе обозначим через  $t_i, m_i, n_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), причем условимся в качестве неподвижного берега рассматривать тот берег трещин, у которого внешняя нормаль образует с ортом  $\mathbf{I}_3$  острый угол, т. е. условимся, что  $n_3 \geq 0$ . Компоненты девиатора напряжений  $\hat{\sigma}$  в базисе  $\{I_i\}$  обозначим через  $\sigma_{ik}$ , где  $i, k = 1, 2, 3$ . Вектор напряжения  $\mathbf{P}$  выражается через компоненты  $\sigma_{ik}$ , формулой

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^3 P_i \mathbf{I}_i,$$

$$\text{где } P_i = \sum_{k=1}^3 \sigma_{ik} n_k$$

При этом уравнение (1) принимает вид

$$\sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sigma_{ik} m_i n_k = 0. \quad (2)$$

В этом уравнении неизвестными являются  $\sigma_{ik}$ . Направляющие косинусы  $m_i, n_i$  считаем известными. Величины  $\sigma_{ik}$ , связаны соотношением

$$\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, уравнение (2) однородно и, следовательно, позволяет определять лишь отношения неизвестных  $\sigma_{ik}$ , но не сами эти величины. Поэтому, вводя новые неизвестные

$$\tilde{\sigma}_{ik} = \sigma_{ik} / \sigma_{11}$$

и используя соотношение (3), приводим уравнение (2) к виду

$$(m_1 n_2 + m_2 n_1) \tilde{\sigma}_{12} + (m_1 n_3 + m_3 n_1) \tilde{\sigma}_{13} + (m_2 n_3 + m_3 n_2) \tilde{\sigma}_{23} + (m_3 n_3 - m_2 n_2) \tilde{\sigma}_{33} = m_2 n_2 - m_1 n_1. \quad (4)$$

Это уравнение содержит четыре неизвестных  $\tilde{\sigma}_{ik}$ , и, следовательно, для их определения необходимо по крайней мере еще три уравнения. Недостающие уравнения можно получить, если поле тензора  $\hat{\sigma}$  удовлетворяет в исследуемом объеме некоторым условиям. Прежде чем сформулировать эти условия, напомним, что тензор  $\hat{\sigma}$  характеризует напряжение, осредненное по плоскости трещины структурного уровня  $L^{(j)}$ . Структурный уровень может быть произвольным, но во всем нашем рассмотрении предполагается одним и тем же. Характерная длина  $L^{(j)}$  определяет масштаб осреднения поля напряжений в исследуемом объеме. Именно об этом (т. е. как об осредненном) поле несут информацию направления сдвиговых смещений по совокупности трещин данного структурного уровня. Это поле мы называем полем тензора  $\hat{\sigma}$ .

Формула (4) показывает, что входные данные (т. е. направляющие косинусы  $m_i, n_i$ ) связаны лишь с относительными величинами компонент тензора  $\hat{\sigma}$ . Следовательно, эти данные позволяют судить лишь об ориентации главных осей и соотношении величин главных нормальных напряжений тензора  $\hat{\sigma}$ . Отношения величин главных нормальных напряжений однозначно связа-

ны с коэффициентом Лодэ — Надаи  $\mu_0$ . Теперь мы можем сформулировать условия, при которых определяются неизвестные  $\tilde{\sigma}_{ik}$ , входящие в уравнение (4). Пусть в исследуемом объеме существуют области, в каждой из которых зарегистрировано не менее 5—10 сдвиговых смещений по различно ориентированным трещинам структурного уровня  $L^{(j)}$  и ориентация главных осей и величина коэффициента  $\mu_0$  поля тензора  $\hat{\sigma}$  не зависят от координат и меняются несущественно за промежуток времени, в течение которого произошли зарегистрированные подвижки. Такие области в дальнейшем будем называть областями первого типа.

Рассмотрим совокупность уравнений (4), записанных для сдвиговых смещений по каждой трещине структурного уровня  $L^{(j)}$ . Для каждой области первого типа эти уравнения образуют линейную систему относительно четырех неизвестных — компонент тензора ( $\tilde{\sigma}_{ik}$ ). Число уравнений системы определяется числом подвижек по трещинам структурного уровня  $L^{(j)}$  в данной области, т. е. не менее 5—10. По четырём уравнениям этой системы можно найти (если соответствующий определитель не равен нулю) тензор ( $\tilde{\sigma}_{ik}$ ) в данной области. Остальные уравнения проверяются. То есть по известному тензору ( $\tilde{\sigma}_{ik}$ ) вычисляются направления подвижек по пятой, шестой и т. д. трещинам, и если зарегистрированные в эксперименте направления подвижек по этим трещинам совпадают с вычисленными, то трещины лежат в данной области первого типа.

Выделенная область должна характеризоваться не только размером области  $\Delta V$ , в которой поле тензора  $\hat{\sigma}$  однородно, но и интервалом времени  $\Delta t$ , в течение которого поле  $\hat{\sigma}$  постоянно, но и интервалом  $\Delta L$  характерных размеров трещин, несущих информацию об одном и том же тензоре напряжений  $\hat{\sigma}$ . Границы этого интервала найдем, вычисляя по найденному тензору  $\hat{\sigma}$  направления подвижек по трещинам с характерными размерами, большими и меньшими  $L^{(j)}$  и проверяя, совпадают ли вычисленные направления с экспериментальными.

Далее, находя по известным формулам главные значения и направления главных осей тензора ( $\tilde{\sigma}_{ik}$ ), определим ориентацию главных напряжений и величину коэффициента  $\mu_0$  в данной области первого типа.

Рассматривая различные области первого типа, можно проследить за изменением поля  $\hat{\sigma}$  в исследуемом объеме, точнее, за изменением ориентации главных осей и коэффициента  $\mu_0$  этого поля в зависимости от координат и времени.

Проводя аналогичные исследования для полей напряжений, соответствующих различным структурным уровням, можно получать все более полную информацию о полном поле напряжений в исследуемом объеме.

5. Реализация рассмотренного в предыдущем пункте алгоритма определения ориентации главных осей и коэффициента  $\mu_0$  девиатора напряжений  $\hat{\sigma}$  встречает определенные трудности. Трудности связаны с тем, что этот алгоритм предполагает существование в исследуемом объеме областей первого типа. Более удобным является алгоритм, в котором предполагается существование областей более широких, чем области первого типа, а именно областей, в каждой из которых зарегистрировано не менее 10—15 сдвиговых смещений по различно ориентированным трещинам структурного уровня  $L^{(j)}$  и ориентация главных осей тензора  $\hat{\sigma}$  не зависит от координат и меняется несущественно за промежуток времени, в течение которого произошли зарегистрированные подвижки. Такие области будем называть областями второго типа. Как видим, в отличие от областей первого типа для этих областей условие постоянства  $\mu_0$  не является обязательным.

Алгоритм, предполагающий существование областей второго типа, лежит в основе метода реконструкции тектонических напряжений, предложенного в работах [1—3]. Получим и исследуем соотношения, являющиеся основой этого алгоритма.

Введем в рассмотрение правый ортогональный декартов базис  $\{\mathbf{I}'_i\}$  ( $i = 1, 2, 3$ ), орты которого в отличие от ортов базиса  $\{\mathbf{I}_i\}$  отмечены штрихом.

Орт  $\mathbf{I}'_1$  направим по оси алгебраически максимального главного нормального напряжения тензора  $\hat{\sigma}$ , орт  $\mathbf{I}'_3$  — по оси алгебраически минимального напряжения, орт  $\mathbf{I}'_2$  будет при этом направлен вдоль промежуточной главной оси. Чтобы базис  $\{\mathbf{I}'_i\}$  был однозначно связан с главными осями тензора  $\hat{\sigma}$ , примем, что орты  $\mathbf{I}'_1$  и  $\mathbf{I}'_3$  образуют с ортом  $\mathbf{I}_3$  острые углы, т. е. что  $(\mathbf{I}'_1\mathbf{I}_3) \geq 0$  и  $(\mathbf{I}'_3\mathbf{I}_3) \geq 0$ .

Компоненты векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$  в базисе  $\{\mathbf{I}'_i\}$  будем обозначать через  $t'_i$ ,  $m'_i$ ,  $n'_i$  ( $i=1, 2, 3$ ). Девиатор напряжений  $\hat{\sigma}$  в этом базисе имеет диагональный вид. Его главные значения обозначим через  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ , причем эти величины связаны соотношениями

$$\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \quad \text{и} \quad \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = 0. \quad (5)$$

Их относительную величину можно характеризовать коэффициентом Лодэ — Надаи  $\mu_\sigma$ , который определяется формулой

$$\mu_\sigma = 2 \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} - 1,$$

причем  $-1 \leq \mu_\sigma \leq 1$ . Используя (5), получаем

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{2\mu_\sigma}{3 - \mu_\sigma}, \quad \frac{\sigma_3}{\sigma_1} = -\frac{3 + \mu_\sigma}{3 - \mu_\sigma}. \quad (6)$$

Вектор напряжения  $\mathbf{P}$  выражается через главные значения формулой

$$\mathbf{P} = \sigma_1 n'_1 \mathbf{I}'_1 + \sigma_2 n'_2 \mathbf{I}'_2 + \sigma_3 n'_3 \mathbf{I}'_3 \quad (7)$$

При этом уравнение (1) принимает вид

$$\sigma_1 m'_1 n'_1 + \sigma_2 m'_2 n'_2 + \sigma_3 m'_3 n'_3 = 0$$

Откуда, используя соотношения (6) и равенство  $(\mathbf{m}\mathbf{n}) = 0$ , находим

$$(1 - \mu_\sigma) m'_1 n'_1 = (1 + \mu_\sigma) m'_3 n'_3. \quad (8)$$

В полученном равенстве множители  $(1 - \mu_\sigma)$  и  $(1 + \mu_\sigma)$  не отрицательны. Следовательно, независимо от величины коэффициента  $\mu_\sigma$  знаки произведений  $m'_1 n'_1$  и  $m'_3 n'_3$  одинаковы. Таким образом, мы получаем ограничение на знаки направляющих косинусов, определяющих ориентацию главных осей тензора  $\hat{\sigma}$  относительно тройки векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ , связанных с трещиной.

Отметим, что это ограничение остается в силе и для случая, когда входные данные позволяют судить лишь о линии, параллельно которой происходила подвижка по трещине, т. е. для случая, когда вектор  $\mathbf{t}$  известен лишь с точностью до знака. Действительно, при замене  $\mathbf{t}$  на  $-\mathbf{t}$  тройка векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$  переходит в тройку  $-\mathbf{t}$ ,  $-\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ . При этом компоненты  $m'_1$  и  $m'_3$  меняют знак, а компоненты  $n'_1$  и  $n'_3$  остаются без изменений, так что равенство (7) не нарушается.

Дадим геометрическую интерпретацию ограничения на знаки направляющих косинусов. Плоскости, перпендикулярные векторам  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$ , делят пространство на четыре квадранта. Из соотношения (8) следует, что вектора  $\mathbf{I}'_1$  и  $\mathbf{I}'_3$ , определяющие ориентацию главных осей тензора  $\hat{\sigma}$ , могут быть расположены либо в одном квадранте, либо в накрест лежащих (т. е. имеющих общее ребро) квадрантах. В смежных (т. е. имеющих общую грань) квадрантах орты  $\mathbf{I}'_1$  и  $\mathbf{I}'_3$  оказаться не могут.

Рассмотрим еще два ограничения на знаки направляющих косинусов  $t'_i$ ,  $m'_i$ ,  $n'_i$ , определяющих ориентацию базиса  $\{\mathbf{I}'_i\}$  относительно тройки векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ , связанных с трещиной. Имеем

$$\mathbf{t} = \frac{\mathbf{T}}{|\mathbf{T}|} = \frac{\mathbf{P} - \mathbf{N}}{|\mathbf{T}|} = \frac{\mathbf{P} - (\mathbf{P}\mathbf{n})\mathbf{n}}{|\mathbf{T}|}.$$



Откуда с учетом формулы (7) и равенства  $(n'_1)^2 + (n'_2)^2 + (n'_3)^2 = 1$  находим

$$t'_1 = n'_1 \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)(n'_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)(n'_3)^2}{|\mathbf{T}|}, \quad (9)$$

$$t'_3 = -n'_3 \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)(n'_1)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)(n'_2)^2}{|\mathbf{T}|}. \quad (10)$$

Согласно соотношениям (5) вторые множители в правых частях этих формул не отрицательны. Следовательно, независимо от соотношения величины главных нормальных напряжений, т. е. от величины коэффициента  $\mu_o$ , знаки направляющих косинусов  $t'_1$  и  $n'_1$  одинаковы, а знаки направляющих косинусов  $t'_3$  и  $n'_3$  разные.

Геометрический смысл этих ограничений в том, что орт  $\mathbf{I}'_1$  может быть расположен лишь в квадранте, где его проекции на вектора  $\mathbf{t}$  и  $\mathbf{n}$  обе положительны, либо в накрест лежащем квадранте, где эти проекции обе отрицательны. Такие квадранты мы называем квадрантами растяжения, поскольку через них проходит главная ось  $\sigma_1$  — ось растяжения тензора  $\hat{\sigma}$ . Аналогично формула (10) показывает, что орт  $\mathbf{I}'_3$  может быть расположен лишь в квадрантах, где его проекции на вектора  $\mathbf{t}$  и  $\mathbf{n}$  имеют разные знаки. Эти два квадранта мы называем квадрантами сжатия, так как через них проходит главная ось  $\sigma_3$  — ось сжатия тензора  $\hat{\sigma}$ .

Располагая данными о сдвиговых смещениях по совокупности трещин структурного уровня  $L^{(j)}$  лежащих в пределах некоторой области второго типа (т. е. в области, в которой постоянна ориентация главных осей тензора  $\hat{\sigma}$ , описывающего напряжение, вызвавшее подвижки по всем трещинам совокупности), учитывая ограничения, накладываемые формулами (8)—(10) на направления ортов  $\mathbf{I}'_1$  и  $\mathbf{I}'_3$  относительно каждой трещины и суммируя эти ограничения (т. е. находя общую часть соответствующих квадрантов на поверхности единичной сферы или, что более удобно, на стереографической проекции этой сферы на плоскость), можно достаточно точно локализовать направления осей сжатия и растяжения тензора  $\hat{\sigma}$ . После чего с помощью формулы (8) может быть вычислено значение коэффициента  $\mu_o$  для каждой трещины. Такой алгоритм, как отмечалось выше, реализован в работах [2, 3].

В заключение отметим, что рассмотренные ограничения на ориентацию главных осей тензора  $\hat{\sigma}$  могут быть использованы для выделения реализованной плоскости в очаге землетрясения при анализе сейсмотектонических сдвиговых смещений. В этом случае структуру объема образует множество механизмов очагов землетрясений, зарегистрированных в исследуемом объеме. Совокупность механизмов очагов, соответствующих землетрясениям с одной и той же магнитудой, образует структурный уровень. С каждым механизмом очага землетрясения связывается правая тройка единичных ортогональных векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ , где  $\mathbf{n}$  — нормаль к одной из нодалных плоскостей (внешняя нормаль по отношению к полупространству, принятому за неподвижное), вектор  $\mathbf{t}$  определяет направление подвижки по этой плоскости, а  $\mathbf{m} = \mathbf{n} \times \mathbf{t}$ . При этом со второй нодалной плоскостью будет связана тройка векторов  $-\mathbf{n}$ ,  $-\mathbf{m}$ ,  $-\mathbf{t}$ , где вектором внешней нормали к плоскости является вектор  $-\mathbf{t}$ , а направление подвижки определяется вектором  $-\mathbf{n}$ .

Нетрудно видеть, что если компоненты векторов  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ , связанных с одной нодалной плоскостью, удовлетворяют уравнению (8), то при  $|\mu_o| \neq 1$  компоненты векторов  $-\mathbf{n}$ ,  $-\mathbf{m}$ ,  $-\mathbf{t}$ , связанных с другой нодалной плоскостью, не могут удовлетворять этому уравнению. И наоборот. В самом деле, уравнение (8), записанное для второй нодалной плоскости, имеет вид

$$(1 - \mu_o)m'_1 t'_1 = (1 + \mu_o)m'_3 t'_3.$$

Поделив правую и левую части этого уравнения соответственно на правую и левую части уравнения (8), получаем

$$t'_1 / n'_1 = t'_3 / n'_3.$$

Но это равенство противоречит уравнениям (9), (10), требующим, чтобы знаки  $t'_1/n'_1$  и  $t'_3/n'_3$  были разными.

Таким образом, пользуясь ограничениями, вытекающими из формул (9), (10) (а эти ограничения не зависят от того, по какой из нодальных плоскостей в действительности произошла подвижка), можно найти ориентацию главных осей тензора  $\hat{\sigma}$ , а затем, пользуясь формулой (8), выделить в механизмах очагов землетрясений реализованные плоскости и определить значения  $\mu_\sigma$ . Методика и результаты такой обработки представлены выше.

Помимо  $\mu_\sigma$ , важной характеристикой очага землетрясения является отношение величины касательного напряжения  $\mathbf{T} = (\mathbf{P}\mathbf{t})$ , вызвавшего сдвиговое смещение в очаге, к величине максимального (для рассматриваемого уровня поля напряжений) касательного напряжения  $T_{\max} = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$ . Равенства (6) позволяют представить  $T/T_{\max}$  в виде:

$$\frac{|T|}{|T_{\max}|} = 2 \frac{(\mathbf{P}\mathbf{T})}{\sigma_1 - \sigma_3} = t'_1 n'_1 - t'_3 n'_3 - \mu_\sigma t'_2 n'_2.$$

Используя соотношение  $\mu_\sigma = (m'_3 n'_3 - m'_1 n'_1)/m'_2 n'_2$ , вытекающее из формулы (8), получаем

$$\frac{|T|}{|T_{\max}|} = 2 \frac{n'_1 n'_3}{m'_2}. \quad (11)$$

Зависимость величины  $|T|/|T_{\max}|$  от ориентации реализованной плоскости относительно главных осей тензора напряжений при различных значениях коэффициента  $\mu_\sigma$  отображена на стереограммах<sup>1</sup>.

Формулы (8) и (11) позволяют для каждого механизма очага землетрясения в исследуемом объеме вычислить величины  $\mu_\sigma$  и  $|T|/|T_{\max}|$  и сопоставить их с теми или иными характеристиками очага — магнитудой, энергетическим классом или величиной сейсмического момента. Эти характеристики, кроме того, могут быть также связаны с величиной нормального напряжения  $\mathbf{N} = (\mathbf{P}\mathbf{n})$  на реализованной плоскости. Для этой величины легко получить формулу

$$N = |T_{\max}| \left[ \frac{2}{3} \mu_\sigma + (1 - \mu_\sigma) n_1^2 - (1 + \mu_\sigma) n_3^2 \right]. \quad (12)$$

Если в тектоносфере Земли преобладают напряжения сжатия, т. е. шаровая часть тензора напряжений ( $\sigma_m$ ) отрицательна, то на площадках, для которых  $N > 0$ , полная величина нормального сжатия ( $N + \sigma_m$ ) меньше  $\sigma_m$  на величину  $N$ , а на площадках, где  $N < 0$ , она соответственно превосходит величину  $\sigma_m$ . В силу этого за счет величины  $N$  в первом случае трение берегов трещины меньше, и сдвиговое смещение может произойти при меньших значениях касательного напряжения. Во втором случае трение больше, и требуются большие значения  $T$ , чтобы вызвать подвижку. В силу этого соотношение величин  $T$  и  $N$  в определенной степени может обуславливать различие энергетических характеристик сейсмогенных подвижек, возникающих на сечениях с разной ориентацией. Это соотношение удобно характеризовать величиной  $T/(N + \sigma_m)$ . Используя формулы (11) и (12), определим величину  $T/N$ , которая учитывает не только изменение  $T$ , но и изменение нормального напряжения  $N$  при переходе от одной трещины к другой. Получаем

$$\frac{|T|}{N} = 2 \frac{n'_1 n'_3}{m'_2} \left[ \frac{2}{3} \mu_\sigma + (1 - \mu_\sigma) n_1^2 - (1 + \mu_\sigma) n_3^2 \right]^{-1}. \quad (13)$$

<sup>1</sup> См. рис. 3 из статьи О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

Введя в соотношение (12) значение ( $\sigma_m$ ) и используя (8), можно представить выражение (13) в следующем виде:

$$\frac{|T|}{N + \sigma_m} = 2 \frac{n'_1 n'_3}{m'_2} \left[ \frac{a}{3} (3 - \mu_\sigma) + \frac{2}{3} \mu_\sigma + (1 - \mu_\sigma) n_1^2 - (1 - \mu_\sigma) n_3^2 \right]^{-1}, \quad (14)$$

где  $a = \sigma_m / \sigma_1$  — коэффициент.

Определение указанных параметров современного поля напряжений с помощью формул (11), (13), (14) для различно ориентированных ослабленных сечений земной коры (известных по геологическим или геофизическим данным) может оказаться перспективным при оценке сейсмической опасности существующих в коре тектонических нарушений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гуценко О. И. — ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2.
2. Гуценко О. И. — ДАН СССР, 1975, т. 225, № 3.
3. Гуценко О. И., Сим Л. А. — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. 23—25 октября 1974 г., Ленинград. М., 1974.

В. В. СТЕПАНОВ

## КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ТЕКТОНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Нерешенной и весьма важной задачей геотектоники является оценка направлений и величин тектонических деформаций. С решением этой задачи связаны ответы на такие кардинальные вопросы геотектоники, как изменение объема земного шара во времени, направленность и соотношения главных деформаций участков литосферы, а также ответы на практически важные вопросы условий формирования рудных полезных ископаемых.

Многочисленные исследования тектонических структур складчатых областей показывают, что процесс тектонического деформирования сопровождается широким развитием разномасштабных структур разрушения — микротрещинных, трещинных, разрывных, послойных и межформационных срывов, региональных и глубинных разломов, которые в дальнейшем будем называть разрывами. Несомненно, что перемещения по любому из типов разрывов вносят свой вклад в общую тектоническую деформацию.

Обобщая существующие представления о механизме тектонических деформаций и учитывая представления дислокационной теории пластичности [3] и концепцию сейсмического течения горных масс [8,5], можно представить общую тектоническую деформацию в виде суммы пластической деформации и «разрывной» деформации. Последняя осуществляется за счет смещений по разномасштабным и разно ориентированным поверхностям скольжения различной генерации — от глобальных разломов до микротрещин.

Модель разрывной структуры тектоносферы можно представить в следующем виде: глобальные глубинные разломы делят земную кору и верхнюю мантию на плиты. Глубинные разломы разделяют плиты на мегаблоки. Межрегиональные разломы делят мегаблоки на регионы с различной историей развития. Внутрорегиональные разломы разделяют регионы на блоки. Блоки в свою очередь нарушены межформационными и послойными срывами, а также внутрив блоковыми разрывами на блоковую отдельность, разбитую трещинами и т. д., до микротрещин и кристаллографических плоскостей. В зависимости от конкретных геологических условий соотношения «разрывной» и пластической деформации могут быть различны.

Исходя из предлагаемой модели тектонического деформирования, рассмотрим возможности определения направлений и величин «разрывных» тектонических деформаций, предполагая, что перемещения по разномасштабным разрывам являются основным механизмом деформирования, по крайней мере для поверхностных геоструктур.

С. Б. Батдорфом и Б. К. Будянским [3] для описания деформаций в поликристаллических средах, реализующихся за счет сдвигового скольжения по кристаллографическим плоскостям, предложена математическая теория пластичности, основанная на концепции скольжения. По представлениям этих авторов деформация происходит за счет сдвиговых смещений по всей совокупности разноориентированных поверхностей скольжения в направлении действия соответствующих касательных напряжений (см. рисунок).

Б. В. Костровым [4] предложена формула (1), позволяющая оценить вклад сейсмогенных сдвиговых смещений в общую тектоническую деформацию:

$$\varepsilon_{(q)ij} = \frac{1}{2\Delta V\mu} \sum_{k=1}^N M_0^{(k)} (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{(q)ij}$  — тензор сейсмогенной деформации,  $M_0^{(k)} = a_k S_k \mu$  — сейсмический момент,  $\Delta V$  — объем,  $a_k$  — амплитуда смещения,  $S_k$  — площадь

смещителя,  $n$ ,  $b$  — направляющие косинусы нормали и вектора соответственно,  $\mu$  — модуль сдвига,  $i, j = 1, 2, 3$  или  $x, y, z$  — индексы системы координат,  $k = 1, 2, 3, \dots, N$ . То же выражение (1) было получено С. Л. Юнга [11]. Для описания палеодеформаций геологических тел за счет смещений по разрывам, устанавливаемым геологическими методами, можно использовать уравнение (1) в следующем виде <sup>1</sup> [10]:

$$\varepsilon_{(p)ij} = \frac{1}{2\Delta V} \sum_{k=1}^N a_k S_k (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{(p)}$  — вклад разрывных перемещений в общую тектоническую деформацию. Тогда вклад одного перемещения с амплитудой  $a_k$  по разрыву

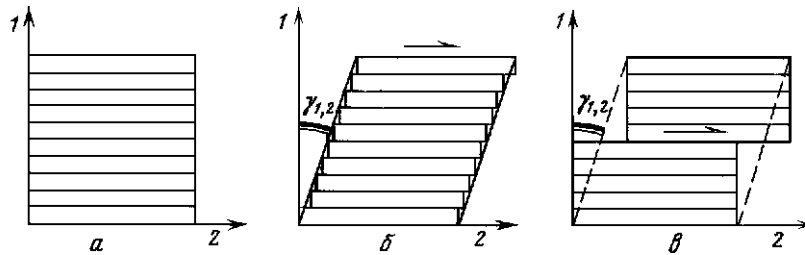


Схема деформации сдвига

1, 2 — оси координат, совпадающие соответственно с направлением нормалей ( $n$ ) и векторов ( $b$ ) смещений плоскостей скольжения;  $\gamma_{1,2}$  — деформация сдвига объема  $\Delta V$  за счет смещений по поверхностям скольжения

с площадью  $S_k$  в прямоугольной декартовой системе координат ( $x, y, z$ ) можно выразить в следующем виде [3]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} n_x^{(k)} b_x^{(k)}, & \gamma_{xy}^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} (n_x^{(k)} b_y^{(k)} + n_y^{(k)} b_x^{(k)}), \\ \varepsilon_y^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} n_y^{(k)} b_y^{(k)}, & \gamma_{xz}^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} (n_x^{(k)} b_z^{(k)} + n_z^{(k)} b_x^{(k)}), \\ \varepsilon_z^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} n_z^{(k)} b_z^{(k)}, & \gamma_{yz}^{(k)} &= \frac{a_k S_k}{\Delta V} (n_y^{(k)} b_z^{(k)} + n_z^{(k)} b_y^{(k)}), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$  — удлинения в направлениях осей координат  $x, y, z$ ;  $\gamma_{xy}, \gamma_{xz}, \gamma_{yz}$  — деформации сдвига в плоскостях  $xy, xz, yz$  соответственно.

Суммарная деформация в объеме  $\Delta V$  за счет смещений по  $N$  разрывам в системе координат  $x, y, z$  равна соответственно:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \sum_{k=1}^N \varepsilon_x^{(1)} + \varepsilon_x^{(2)} + \varepsilon_x^{(3)} + \dots + \varepsilon_x^{(N)} \\ &\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ \gamma_{xy} &= \sum_{k=1}^N \gamma_{xy}^{(1)} + \gamma_{xy}^{(2)} + \gamma_{xy}^{(3)} + \dots + \gamma_{xy}^{(N)} \\ &\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ &\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \end{aligned} \quad (4)$$

В тех случаях, когда возникает необходимость оценки изменений объема геологических тел за счет образования раздвигов (рудные тела, жилы, дайки), уравнения (3) упрощаются. Направление перемещения для случая чистого отрыва (раздвиг) совпадает с направлением нормали к плоскости

<sup>1</sup> Впервые было предложено использовать в рассматриваемой задаче подход, аналогичный подходу дислокационной теории пластичности и уравнение типа (2) для оценки «разрывных» геологических деформаций в совместной работе В. В. Степанова и С. Л. Юнга, доложенной на конференции молодых ученых ИФЗ АН СССР, 1975 г.

отрыва:

$$n_x = b_x, \quad n_y = b_y, \quad n_z = b_z, \quad (5)$$

откуда

$$\varepsilon_x^{(k)} = \frac{a_k S_k}{\Delta V} n_x^{(k)} n_x^{(k)}, \quad \gamma_{xy}^{(k)} = \frac{a_k S_k}{\Delta V} 2n_x^{(k)} n_y^{(k)} \quad (6)$$

А уравнение (2) принимает вид

$$\varepsilon_{(0)ij} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{k=1}^N a_k S_k n_i^{(k)} n_j^{(k)}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_{(0)ij}$  — «разрывная» деформация, возникающая в результате образования раздвигов. По-видимому, технически удобнее в случае сдвига-раздвиговых смещений отдельно фиксировать раздвиговую и сдвиговую составляющие смещения.

Главные удлинения ( $\varepsilon_I, \varepsilon_{II}, \varepsilon_{III}$ , где  $\varepsilon_I \geq \varepsilon_{II} \geq \varepsilon_{III}$ ), определяются по известным формулам (см., например, [6]), как корни кубического уравнения

$$\varepsilon^3 - J_1 \varepsilon^2 + J_2 \varepsilon + J_3 = 0, \quad (8)$$

где  $J_1, J_2, J_3$  — инварианты тензора деформаций. Для случая, когда отрывные составляющие перемещений (в направлении нормали к плоскости) равны 0,  $J_1 = 0$  и выражение (8) принимает вид

$$\varepsilon^3 + J_2 \varepsilon - J_3 = 0. \quad (9)$$

Несмотря на сравнительную простоту математических операций, большое количество последних делает затруднительным использование метода без ЭВМ. Некоторые упрощения рассмотренных формул могут быть получены для следующих частных случаев при огрубленной оценке направлений и величин деформаций.

1. Площади разрывов ( $S_k$ ) равны или больше площади поперечного сечения ( $S_V$ ) объема  $\Delta V$ ,  $S_k \geq S_V$  (в нашем случае  $S_k = S_V$ ). Представим объем в виде  $\Delta V = S_V l_V$ , где  $l_V$  — характерный размер объема. Тогда уравнение (2) примет следующий вид:

$$\varepsilon_{(p)ij} = \frac{1}{2l_V} \sum_{k=1}^N a_k (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}). \quad (10)$$

2. Площади разрывов примерно одинаковы и можно принять  $S = \text{const}$  (разрывы одного масштаба, например внутрислойные трещины, нормальные к слою). Основываясь на исследованиях сотрудников ВНИМИ [4, 7], установивших прямую зависимость между амплитудой разрывного смещения и его площадью, можно принять  $a_k \approx \text{const}$ .

Откуда

$$\varepsilon_{(p)ij} = \frac{aS}{2\Delta V} \sum_{k=1}^N (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}). \quad (11)$$

Если при этом  $S_k = S_V$  уравнение (11) принимает вид

$$\varepsilon_{(p)ij} = \frac{a}{2l_V} \sum_{k=1}^N (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}). \quad (12)$$

Так как  $a/2l_V = \text{const}$ , ясно, что в этом случае главные оси деформаций могут быть найдены из рассмотрения тензора

$$\bar{\varepsilon}_{(p)ij} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}). \quad (13)$$

Для разрывов раздвигового типа, подчиняющихся тем же условиям равенства площадей сместителей и амплитуд ( $S_k \approx \text{const}$ ,  $a_k \approx \text{const}$ ), имеем

$$\bar{\varepsilon}_{(0)ij} = \sum_{k=1}^N n_i^{(k)} b_j^{(k)}. \quad (14)$$

Следовательно, в случае определения направлений главных деформаций ( $\varepsilon_I$ ,  $\varepsilon_{II}$ ,  $\varepsilon_{III}$ ) по внутрислойным трещинам или разрывам одного масштаба достаточно измерить ориентировку плоскостей сместителей и направления смещений по ним (по бороздам и зеркалам скольжения) [1].

Таким образом, использование дислокационной теории пластичности для оценки палеодеформаций позволяет определять конечные, относительные «разрывные» деформации геологических объемов. В практике исследований тектонических деформаций особый интерес представляет выделение однородно-деформированных объемов. Критерием однородности деформаций определенного объема является соосность осей главных деформаций различных элементов этого объема.

**Графический способ определения ориентировок главных деформаций.** Очевидно, что деформация объема происходит как под действием совокупности разрывных смещений, так и в результате одного смещения. Обозначим такую деформацию  $\Delta\varepsilon$ .

Рассмотрим объем  $\Delta V$ , в котором произошло смещение по одному или нескольким параллельным плоскостям разрывов в направлении вектора ( $\bar{b}_k$ ). Расположим систему координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  таким образом, чтобы нормаль  $\bar{n}_k$  к плоскости разрыва и вектор смещения лежали в плоскости  $xy$ , а оси  $x$  и  $y$  располагались под углом  $45^\circ$  к нормали и вектору. Тогда  $|n_x| = |b_x| = |n_y| = |b_y|$ , и в соответствии с уравнениями (3) имеем

	$x$	$y$	$\Delta v_{xy}^{(k)} = 0$
$n^{(k)}$	0,707	-0,707	$\Delta\varepsilon_x^{(k)} = \frac{a_x S_x}{2\Delta V}$
$b^{(k)}$	0,707	0,707	$\Delta\varepsilon_y^{(k)} = -\frac{a_x S_x}{2\Delta V}$

В соответствии с определением осей  $\Delta\varepsilon_x$  и  $\Delta\varepsilon_y$ , являются осями главных деформаций объема  $\Delta V$ , а именно  $\Delta\varepsilon_x = \varepsilon_1$ ,  $\Delta\varepsilon_y = \varepsilon_3$ . Следовательно, оси главных деформаций при любом одноактном смещении располагаются в плоскости, проходящей через нормаль к плоскости и вектор смещения, под углом  $45^\circ$  к последним. Как известно [2], оси условных напряжений сжатия  $i$  и растяжения  $k$  проводятся сейсмологами аналогичным образом. Откуда оси  $i$ ,  $k$  являются осями одноактных деформаций, которые в дальнейшем будем обозначать  $\Delta\varepsilon_{1,3}^{(k)} = \pm a_k S_k / 2\Delta V$ . При структурном анализе оси, полученные с помощью таких же построений, называют осями  $C$ ,  $T$  (соответственно «сжатия», «растяжения» [11]).

Использование осей  $C$ ,  $T$  для анализа разрывных нарушений с известным направлением смещения предложено в работах [13—15].

В микроструктурном и структурном анализе направления осей главных деформаций (наибольших удлинений и укорочений объема) находят как максимумы плотностей осей деформаций на стереографической сетке.

Как было показано выше, оси  $C$ ,  $T$  (иногда  $P$ ,  $T$  или  $A$ ,  $B$ ,  $C$  [1]) являются осями одноактных деформаций  $\Delta\varepsilon_{1,3}$ . Следовательно, значения  $\Delta\varepsilon_{1,3}^{(k)}$  при различных значениях  $a_k$ ,  $S_k$  будут различаться по величине, и это необходимо учитывать при построении изолиний плотностей.

Автором предлагается прием, позволяющий, по его мнению, точнее определять направления главных удлинений выбранного объема. Для этого предлагается возле выходов осей на верхнюю полусферу наносить значения модулей деформации, отвечающие каждому отдельному смещению, и при подсчете

плотностей в центре скользящего окна проставлять сумму модулей одноименных деформаций, полученную с учетом этих величин.

Максимумы плотностей значений  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_3$  в первом приближении могут рассматриваться как направления наибольших удлинений ( $\varepsilon_1$ ) и наибольших укорочений ( $\varepsilon_{III}$ ) объема  $\Delta V$  при условии их взаимной ортогональности.

В заключение необходимо отметить, что в основе предлагаемого способа математического описания деформаций заложен принцип «сглаживания». Конечная деформация рассматривается как деформация сдвига  $\gamma_{1,2}$  условного контура объема  $\Delta V$  (см. рисунок в [3]). Откуда следует, что одна и та же деформация сдвига ( $\gamma_{1,2}$ ) может быть получена за счет смещения по одной плоскости (а) или за счет нескольких смещений по совокупности параллельных плоскостей (б).

В первом случае деформация сдвига ( $\gamma_{1,2}$ ) является весьма грубым описанием истинной деформации. Чем больше параллельных плоскостей скольжения и чем меньше амплитуды смещений по ним, тем ближе истинная деформация описывается деформацией сдвига. Следовательно, при проведении расчетов палеодеформаций необходимо выбирать участки с относительно равномерным распределением разрывов.

Автор выражает глубокую признательность А. С. Григорьеву и С. Л. Юнгу за консультации по математической части работы, Д. Н. Осокиной и О. И. Гуценко за обсуждение работы и ценные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Г. Д. Структурная геология. М., Изд-во МГУ, 1966, 350 с.
2. Балакина Л. А., Введенская А. В., Голубева Н. В. и др. — В кн.: Сейсмология, № 8. М., «Наука», 1972. 192 с.
3. Батдорф С. Б., Булянский Б. К. — В кн.: Механика. М., ИЛ, 1962, с. 135–155.
4. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М., «Наука», 1975, с. 3–173.
5. Ляв А. Математическая теория упругости. М., ОНТИ, 1935.
6. Мишин Н. И. Автореф. канд. дис. Л., ЛГУ, 1974. 25 с.
7. Ризниченко Ю. В. — В кн.: Динамика земной коры. М., «Наука», 1965, с. 56–63.
8. Пейве А. В. — Геотектоника, 1967, № 5, с. 8–25.
9. Степанов В. В. — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. М., 1976, с. 8–9.
10. Фертхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л. и др. Введение в общую геологию. Т. 1, 2. М., «Мир». 592 с.
11. Юнга С. Л. Тектонические деформации сейсмоактивных областей по данным о механизмах и магнитудах землетрясений. Рукопись деп. в ВИНТИ, № 2041—76, 25с.
12. Angelier Jacques. — Rev. géogr. phys. et géol. dyn., 1975, v. 17, N 2, p. 137–145.
13. Arthaud François. — Bull. Soc. geol. France, 1969 (1970), v. 11, N 5, p. 729–737.
14. Ramsay I. G., Graham R. H. — Can. J. Earth Sci., 1970, v. 7, N 3, p. 726–813.



В. В. СТЕПАНОВ, Л. А. СМИРНОВ, В. Г. ВЛАДИМИРОВ,  
Н. В. ЛУКИНА, А. А. ОНУЧИН

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЙ И ВЕЛИЧИН «РАЗРЫВНЫХ» ПАЛЕОТЕКТОНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ**

Первые попытки определения удлинений земной коры за счет смещений по разрывам сбросового типа, развивающихся в процессе рифтогенеза, обобщены в работе В. В. Белоусова [1]. В результате расчетов установлено, что участки земной коры в пределах рифтов Рейнского и Провинции хребтов и долин (Сев. Америка) испытали удлинение на 10% по отношению к первичному расстоянию вкрест простирания данных структур. Так, Рейнский рифт характеризуется удлинением на 4 км при ширине рифтовой зоны в 40 км, а рифт Провинции хребтов и долин испытал удлинение на 70 км при ширине зоны около 700 км.

Следовательно, величины деформаций земной коры вкрест простирания описываемых зон составляют  $10^{-1}$ . Наиболее интенсивное развитие описываемых структур относят к неоген-четвертичному времени, т. е. развитие этих деформаций происходило в последние 25—30 млн. лет, откуда средние деформации составляют примерно  $4 \cdot 10^{-9}$  в год.

Данные ориентировочные оценки величин палеотектонических деформаций, наряду с определениями, проведенными авторами для более сложных разрывных структур, позволяют получить первые представления о том, насколько может осуществляться относительное удлинение и укорочение земной коры в процессе тектогенеза.

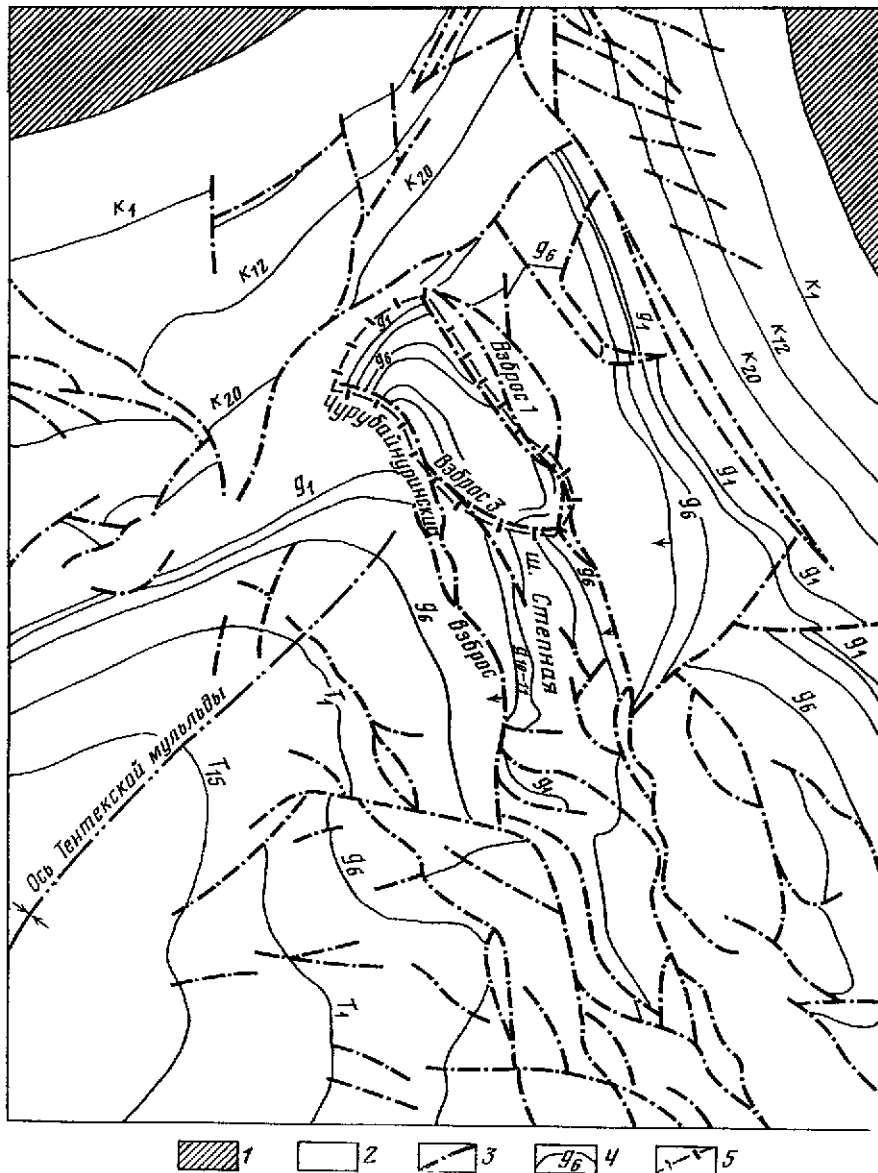
В данной работе делается попытка определения минимальных величин тектонических деформаций за счет смещений по разрывам вполне определенного масштабного уровня. Развитие работ по определению разрывных палеотектонических и современных деформаций расширит, по мнению авторов, возможности исследований физических процессов, протекающих в земной коре, механизмов формирования тектонических структур и условий образования месторождений полезных ископаемых.

### **ЧУРУБАЙ-НУРИНСКИЙ РАЙОН КАРАГАНДИНСКОГО СИНКЛИНОРИЯ**

Рассматриваемый район располагается в центральной части Чурубай-Нуринской брахисинклинали Карагандинского синклинория. На поверхности обнажаются континентальные угленосные отложения карбонового возраста. Тектонические структуры, осложняющие эти отложения, в основном сформировались в варисцидскую фазу и были дополнительно осложнены в киммерийскую фазу тектонической активизации. Складчатые структуры характеризуются брахиформностью.

Наблюдается широкое развитие разномасштабных разрывных нарушений, осложняющих различные элементы складчатых структур. В результате горных работ на угольных предприятиях установлено повсеместное неравномерное распространение широкой сети малоамплитудных разрывных нарушений.

С целью определения величин и направлений главных «разрывных» тектонических палеодеформаций рассмотрено поле шахты «Степная», расположенной на северном центриклинальном замыкании Тентекской мульды между двумя крупными разрывными нарушениями (рис.1). В пределах шахтного поля каменноугольные отложения представлены чередованием аргиллитов, алевролитов, мелкозернистых песчаников и пропластков углей. Углы падения пород 12—15°.



**Рис. 1.** Схема разрывных нарушений Чурубай-Нуринского района Карагандинского синклинория  
 1 — девонская система; 2 — каменноугольная система; 3 — разрывные нарушения с вертикальной составляющей смещения  $\geq 20$  м; 4 — угольные пласты с местной индексацией; 5 — северный блок шахтного поля

Наиболее полная информация о разрывных нарушениях получена в результате горных работ в пределах Северного блока поля шахты Степная. Выделенный блок горных пород ограничен со всех сторон относительно крупными разрывными нарушениями, амплитуды смещений по которым измеряются первыми десятками метров. Размеры выделенного объема составляют  $2 \times 0,7 \times 0,25$  км (длина, ширина, глубина). Разрывные нарушения, осложняющие Северный блок, относятся к малоамплитудным. Величины амплитуд смещений изменяются от 0,02 до 2 м, а протяженность плоскостей сместителей — от 20 до 660 м. По разрывам осуществлялись два типа смещений — взбросовые и сбросовые. Сдвиговых составляющих перемещений не установ-

лено. Расчеты проводились для всей совокупности разрывных смещений с целью определения величин конечных тектонических деформаций. При расчетах площадь разрывов определялась в соответствии с эмпирическими соотношениями параметров разрывных нарушений, приведенными в работах [2, 4]. Принималось, что поверхности сместителей имеют форму эллипсов, короткие оси которых располагаются по направлению смещения, а величины последних относятся к величинам длинных осей эллипсов, как 1:3. Ориентировка плоскостей сместителей изменяется в широких пределах как по азимутам, так и по углам падений. Всего в пределах Северного блока установлено 166 разрывных нарушений за весь период производства работ. Определения конечных палеотектонических деформаций за счет смещений по описанной совокупности разрывных нарушений проводились аналитически, по формуле [5]

$$\varepsilon_{(p)ij} = \frac{1}{2\Delta V} \sum_{k=1}^N a_k S_k (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}). \quad (1)$$

В связи с тем, что все разрывы являются сколовыми и отрывные составляющие перемещений по ним равны нулю, первый инвариант ( $J_1$ ) тензора деформаций также равен нулю, т. е. изменений величины объема в процессе деформирования не наблюдается. В результате деформирования осуществлялось лишь изменение формы рассматриваемого блока горных пород.

Величины главных деформаций ( $\varepsilon_I$ ,  $\varepsilon_{II}$ ,  $\varepsilon_{III}$ , где  $\varepsilon_I \geq \varepsilon_{II} \geq \varepsilon_{III}$ ) определялись по формуле [5]

$$\varepsilon^3 + J_2 \varepsilon - J_3 = 0 \quad (2)$$

В результате определений установлены следующие значения главных деформаций:  $\varepsilon_I = +2,7 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_{III} = -2,9 \cdot 10^{-3}$ . Направления осей главных палеотектонических деформаций имеют:  $\varepsilon_I$  — азимут восстания  $46^\circ$ , угол  $68^\circ$ ,  $\varepsilon_{II}$  — азимут восстания  $136^\circ$ , угол  $0^\circ$ ,  $\varepsilon_{III}$  — азимут восстания  $226^\circ$ , угол  $22^\circ$ .

Таким образом, установлено, что в результате длительной истории развития и двух фаз тектонической активизации отложения карбонового возраста рассматриваемого объема испытали наибольшую относительную деформацию (за счет смещений по всей совокупности малоамплитудных разрывных нарушений), равную примерно 0,003 по сравнению с первоначальными размерами в соответствующих направлениях.

## ЗАПАДНАЯ ЧАСТЬ ЮЖНОГО ТЯНЬ-ШАНЯ

Структуры Южного Тянь-Шаня характеризуются сложной и длительной историей тектонического развития. Отличительной особенностью рассматриваемого участка земной коры является неоднократная активизация тектонических движений, приводившая к перестройке относительно древних структурных планов и к формированию новых мега-региональных структур. Начало развития современных структур относится к концу палеозоя. В конце каменноугольного периода происходит замыкание палеозойской геосинклинали, и после краткого периода пенепленизации устанавливается параплатформенный режим развития.

В конце пермского — начале триасового периода происходит заложение основных мегарегиональных прогибов и поднятий, унаследованно развивающихся вплоть до настоящего времени. На протяжении мезо-кайнозоя Южный Тянь-Шань представляет собой относительное поднятие. В новейшую эпоху тектонической активизации (проявившуюся с середины эоцена) здесь наблюдается интенсивное развитие сводо-глыбового поднятия. В результате новейших движений древняя поверхность доюрской пенепленизации была поднята на значительную высоту — от 3—4 до 6 км над уровнем моря — и сложно деформирована.

В развитии сводо-глыбового поднятия Южного Тянь-Шаня значительную роль играли перемещения по разрывам различного масштаба, ограничивающим разномасштабные блоки.

В результате реконструкции древней поверхности пенепленизации, проведенной Н. В. Лукиной в пределах хребтов Гиссарского и Зеравшанского, установлены основные параметры разрывных нарушений первого порядка [2].

Протяженность разрывов составляет первые десятки — сотни километров. Амплитуды смещений по разрывам изменяются от первых сотен метров до 2—3 км. Малоамплитудные разрывы небольшой протяженности не рассматривались. Характер смещения по разрывам в основном взбросовый, иногда сбросовый. Сдвиговых составляющих смещений по разрывам не установлено.

Ориентировка плоскостей сместителей и углов падений последних варьирует в широком диапазоне. В связи с тем, что простирание разрывов волнистое, а углы падения плоскостей сместителей меняются при прослеживании по простиранию, каждая поверхность разрыва была разбита на участки с выдержанными элементами залегания. Расчеты величин и направлений палеотектонических деформаций проводились аналитически, по формулам (1) и (2).

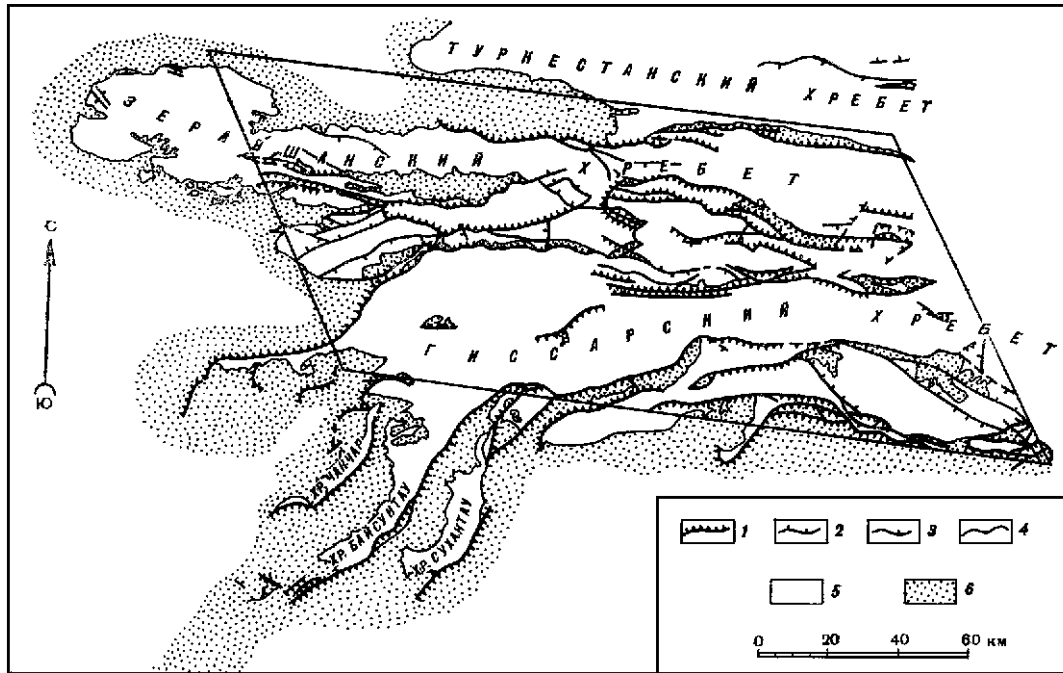
Отсутствие отрывных составляющих смещений по разрывам позволяет считать, что изменение величины объема за счет смещений по установленным системам разрывов в процессе деформирования не происходило. Объем, в пределах которого установлены разрывы, характеризуется следующими размерами (рис. 2): 200 × 100 × 30 км (длина, ширина, глубина). В связи с большой протяженностью и значительными амплитудами разрывов принималось, что наблюдаемые на поверхности нарушения проникают на глубину не менее 30 км. Соответственно площади протяженных разрывов рассчитывались как площади наклонных сечений выделенного объема, а для более мелких разрывов — как площади эллипсов. Полученные в результате расчетов величины главных палеотектонических деформаций рассматриваемого района за счет смещений по данной системе разрывных нарушений составляют:  $\varepsilon_I = 8,48 \cdot 10^{-2}$ ,  $\varepsilon_{II} = -1,48 \cdot 10^{-2}$ ,  $\varepsilon_{III} = -7,00 \cdot 10^{-2}$ , при следующих направлениях осей:  $\varepsilon_I$  — азимут восстания 140°, угол 84°;  $\varepsilon_{II}$  — азимут восстания 268°, угол 5°;  $\varepsilon_{III}$  — азимут восстания 359°, угол 6°. Таким образом, участок земной коры в пределах западной части Южного Тянь-Шаня за период послепалеозойского развития за счет смещений по установленным разрывам испытал наибольшее относительное укорочение в меридиональном и относительное удлинение в близвертикальном направлении на величину 8—7·10<sup>-2</sup>. Полученные величины деформаций являются минимальными, так как не учтены малоамплитудные разрывные нарушения.

## **АДЫЧА-ТАРЫНСКАЯ СТРУКТУРНАЯ ЗОНА**

Адыча-Тарынская структурная зона приурочена к одноименному продольному глубинному разлому, расположенному в центральной части Яно-Колымской складчатой области. В пределах рассматриваемой зоны развиты позднепалеозойские-мезозойские песчано-глинистые отложения Верхоянского комплекса и мезо-кайнозойский полихронный комплекс гранитоидных магматических образований.

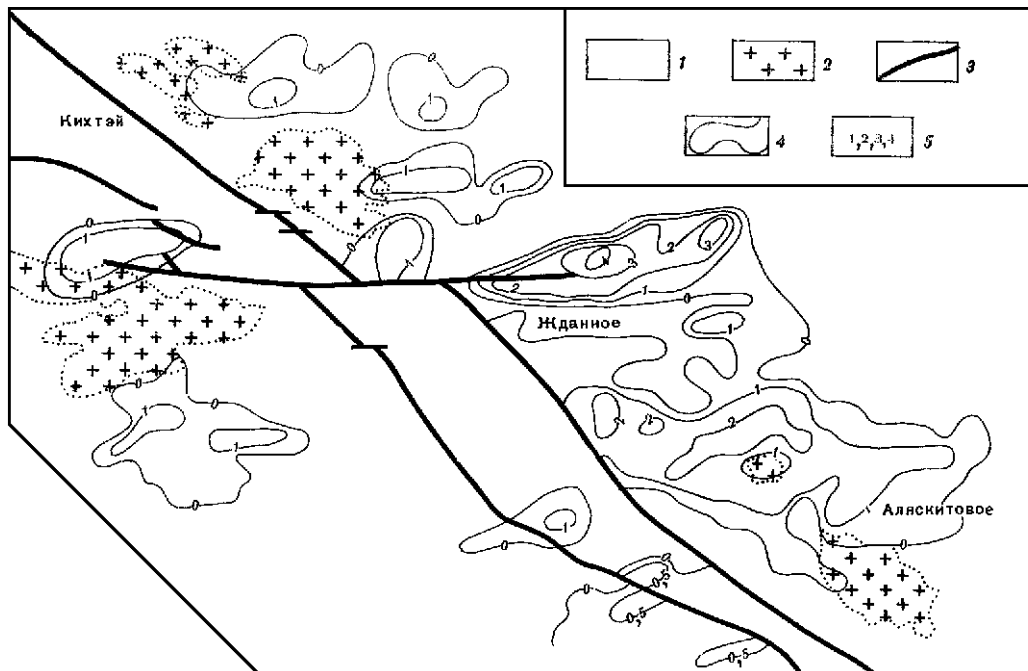
Адыча-Тарынский глубинный разлом и связанная с ним структурная зона протягиваются с юго-востока на северо-запад на 500 км, отделяя Адыча-Эльгинский мегаантиклинорий, расположенный к юго-западу от Иньяли-Дебинского мегасинклинория. В пределах мегаантиклинория развиты структуры брахиформного типа, а в пределах мегасинклинория — линейные складчатые структуры.

Характер смещения по глубинному разлому взбросо-сдвиговый. Вертикальная составляющая смещения равна 4—5 км. Северо-восточное крыло поднято относительно юго-западного. Горизонтальная составляющая смещения достигает 5—7 км при левосдвиговом типе смещения.



**Рис. 2.** Схема альпийских разрывов Юго-Западного Тянь-Шаня

Тектонические разрывы: 1 — взбросы и надвиги; 2 — сбросы; 3 — неустановленного типа; 4 — геологические границы; 5 — комплекс палеозойских пород; 6 — комплекс мезозойско-кайнозойских пород



**Рис. 3.** Схема палеотектонических деформаций ( $\epsilon_1$ ) участка Адыча-Тарынской структурной зоны

1 — триасовая система (верхоянский комплекс); 2 — гранодиориты; 3 — система Адыча-Тарыньских региональных разломов; 4 — изолинии равных разрывных палеодеформаций относительного удлинения  $\epsilon_1$ , восстановленных из анализа дайковых свит (раздвигов) верхнеюрского-мелового возраста; 5 — изолинии, оцифрованные по значениям коэффициента  $k$ , где  $\epsilon_1 = k \cdot 10^{-2}$

Глубинный разлом контролировал осадконакопление на протяжении триасового, юрского и мелового периодов, а также проявления магматической деятельности. Магматические образования развиты главным образом к северо-востоку от глубинного разлома, в пределах Иньяли-Дебинского мегасинклинория. Они представлены массивами и штоками гранитов и гранодиоритов верхнеюрского-мелового возраста и многочисленными верхнеюрскими дайками среднего и кислого составов. Дайки сгруппированы в свиты, которые имеют поперечную ориентировку к Адыча-Тарынской структурной зоне и характеризуются северо-восточным простиранием. При удалении от разлома к северо-востоку простирание даек зачастую меняется на меридиональное. Ширина дайковых свит колеблется от 5 до 20 км, а протяженность иногда достигает 100 км. Плотность даек местами достигает нескольких десятков на 1 км<sup>2</sup>. Преобладают дайки небольшой мощности (первые метры и десятки метров) и протяженности (1—5 км), но встречаются и более крупные (мощностью 100—160 м, длиной до 10—20 км). Дайки, как правило, крутопадающие, близвертикальные, секущие и реже межпластовые. Реже встречаются сложные ветвящиеся тела.

Разрывные нарушения сколового типа развиты также весьма широко, но в связи с плохой обнаженностью необходимых данных о параметрах сколовых нарушений установить не удается.

На примере Адыча-Тарынской структурной зоны авторами проведены определения палеотектонических деформаций за счет образования даек верхнеюрского-мелового возраста.

В качестве примера рассмотрен участок Адыча-Тарынской структурной зоны, показанный на рис. 3. В связи с тем, что распределение даек в пространстве неравномерно, определения проводились для участков площадью 2 × 2 км. Глубина проникновения даек в земную кору принималась равной 1 км.

В соответствии с работой [5] расчеты проводились по формуле

$$\varepsilon_{(0)ij} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{k=1}^N a_k S_k n_i^{(k)} b_j^{(k)}.$$

Дайки рассматривались как разрывные нарушения раздвигового типа.

Сдвиговых составляющих смещений по раздвигам не установлено, соответственно в результате образования раздвигов в верхнеюрское-меловое время происходило увеличение объема выделенного участка земной коры.

Величины главных деформаций ( $\varepsilon_1$ ), определенные по формуле [5]

$$\varepsilon^3 - J_1 \varepsilon^2 + J_2 \varepsilon - J_3 = 0$$

изменяются от нуля до  $4 \cdot 10^{-2}$ . Распределение величин деформаций в окрестностях глубинного разлома за счет образования дайковых свит показано на рис. 3.

Максимальные значения деформаций ( $\varepsilon_1$ ) приурочены к окончанию поперечного разрыва, осложняющего Адыча-Тарынский глубинный разлом. Величины  $\varepsilon_{II}$  и  $\varepsilon_{III}$  весьма малы, что объясняется выдержанностью простираний дайковых свит в пределах выделенной площади (2 × 2 км). Направление оси наибольшего относительного удлинения ( $\varepsilon_1$ ) меридиональное и горизонтальное.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В. В. Основы геотектоники. М., «Недра», 1975, с. 262.
2. Лукина Н. В. — Геотектоника, 1971, № 2, с. 84—89.
3. Мишин Н. И. Автореф. канд. дис. Л., ЛГУ, 1974. 25 с.
4. Степанов В. В. — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. М., 1976, с. 3—13.
5. Степанов В. В. Автореф. канд. дис. М., ИФЗ АН СССР, 1977. 26 с.

В. В. СТЕПАНОВ

## **МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ПАЛЕОДЕФОРМАЦИЙ ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ВНЕШНЕЙ ЗОНЫ ПАМИРО-КУЭНЬ-ЛУНЯ**

Рассматриваемый участок Внешней зоны Памиро-Куэнь-Луня располагается к востоку от р. Муксу, в бассейне рек Сурхоб — Оби-Хингоу. В его пределах находятся хр. Петра I, Вахшский и Сурх-ку.

Исследованная территория относится к молодым горным странам. Альпийский рельеф, свойственный этому району, сформировался в основном в последние 1—2 млн. лет [36, 37]. Абсолютные отметки рельефа достигают 5—5,5 тыс. м над уровнем моря, при относительном перепаде высот 1,5—2 тыс. м.

### **ТЕКТОНИЧЕСКОЕ РАЙОНИРОВАНИЕ**

В тектоническом отношении Внешняя зона Памиро-Куэнь-Луня является элементом обширной области новейшей и современной тектонической активизации, объединяющей гетерогенные по строению и истории развития участки земной коры.

Область широкого развития мезо-кайнозойских отложений, расположенная между структурами Южного Тянь-Шаня и Северного Памира, была названа Н. П. Херасковым [35] Таджикской депрессией. А. В. Пейве [26], а затем И. Е. Губин [9, 10] из общей структуры Таджикской депрессии выделили Внешнюю зону Памира, отличающуюся по литологическим особенностям и повышенной мощностью отложений мезо-кайнозойского возраста, а также по интенсивности развитых здесь тектонических деформаций. Впоследствии этого разделения придерживались О. С. Вялов, Л. Б. Вонгаз, О. К. Чедия, А. Л. Яншин и др.

По мнению Б. А. Петрушевского, П. К. Чихачева, С. А. Захарова, К. В. Бабкова, С. И. Ильина и других исследователей, Таджикская депрессия в своем историческом развитии была единым прогибом между Памиром и Южным Тянь-Шанем.

Для уточнения данного вопроса автором проведен анализ суммарных мощностей отдельных литофаций (песчанистых, глинисто-алевролитовых, хемогенных) меловых отложений Таджикской депрессии и их удельных мощностей (отношений, например, суммарных мощностей песчаников яруса, свиты, системы к общим мощностям яруса, свиты, системы).

Результаты исследований представлены на рис. 1. Отчетливо намечается тенденция к относительному прогибанию Внешней зоны Памира в меловой период при преобладании (более 50%) мощностей, песчанистых и хемогенных литофаций. В западной части Таджикской депрессии и в пределах юго-западных отрогов Гиссарского хребта мощности отложений ступенчато нарастают с севера на юг при существенно глинисто-алевролитовом составе отложений (более 50%). В палеогеновый период в пределах депрессии формируются субмеридиональные структуры. Мощности и состав отложений западных прогибов незначительно отличаются от таковых Внешней зоны Памира [16].

В неогеновый период наибольшие мощности отложений соответствуют Сурхандарьинскому прогибу и Внешней зоне Памира. В это время здесь формируется комплекс континентальных моласс мощностью до 7 км. Наблюдается постепенная миграция областей осадконакопления в сторону Амударьинского прогиба [15].

На основании изложенного автор считает возможным, вслед за А. В. Пейве, И. Е. Губиным, А. Л. Яншиным и др., выделять Внешнюю зону Памира в качестве краевого прогиба Памира в мезо-кайнозое.

С севера и юга Таджикская депрессия ограничена глобальными, глубинными, флексурно-разрывными зонами, отделяющими субширотную полосу эпигерцинских геоструктур на западе (Скифская, Туранская, Таджикская) и Таримский массив на востоке. Непосредственно Таджикская депрессия ограничена с севера Гиссаро-Кокшаальской системой глубинных разломов, а с юга — Дарваз-Каракульского-Амударьинской системой глубинных разломов.

## **ГЛУБИННОЕ СТРОЕНИЕ**

По этим разрывным нарушениям, прослеживаемым вплоть до верхней мантии [21], поверхность палеозойского фундамента опущена на глубину 6—9 км и до 14 км в центральных частях Внешней зоны Памира [10]. Эта же поверхность в пределах структур обрамления поднята на высоту 3—4—5 км над уровнем моря.

Поверхность Мохоровичича образует обратный рельеф — в пределах западной части Внешней зоны Памира она располагается на глубинах 40—45 км, а в пределах Южного Тянь-Шаня и Северного Памира — на глубинах 50—60 км [21].

Таким образом, мощность кристаллического основания для структур обрамления составляет 55—65 км, а для рассматриваемого участка Внешней зоны Памира — 30—35 км с постепенным выравниванием этих различий к востоку. Мощность осадочного чехла, сложенного отложениями мезо-кайнозойского возраста, для района исследований составляет около 10—14 км.

## **ЭВОЛЮЦИЯ ТЕКТОНИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ВО ВРЕМЕНИ**

Мощность земной коры в пределах Таджикской депрессии соответствует платформенной, а мощность чехла сближает ее с передовыми прогибами и миогеосинклиналями.

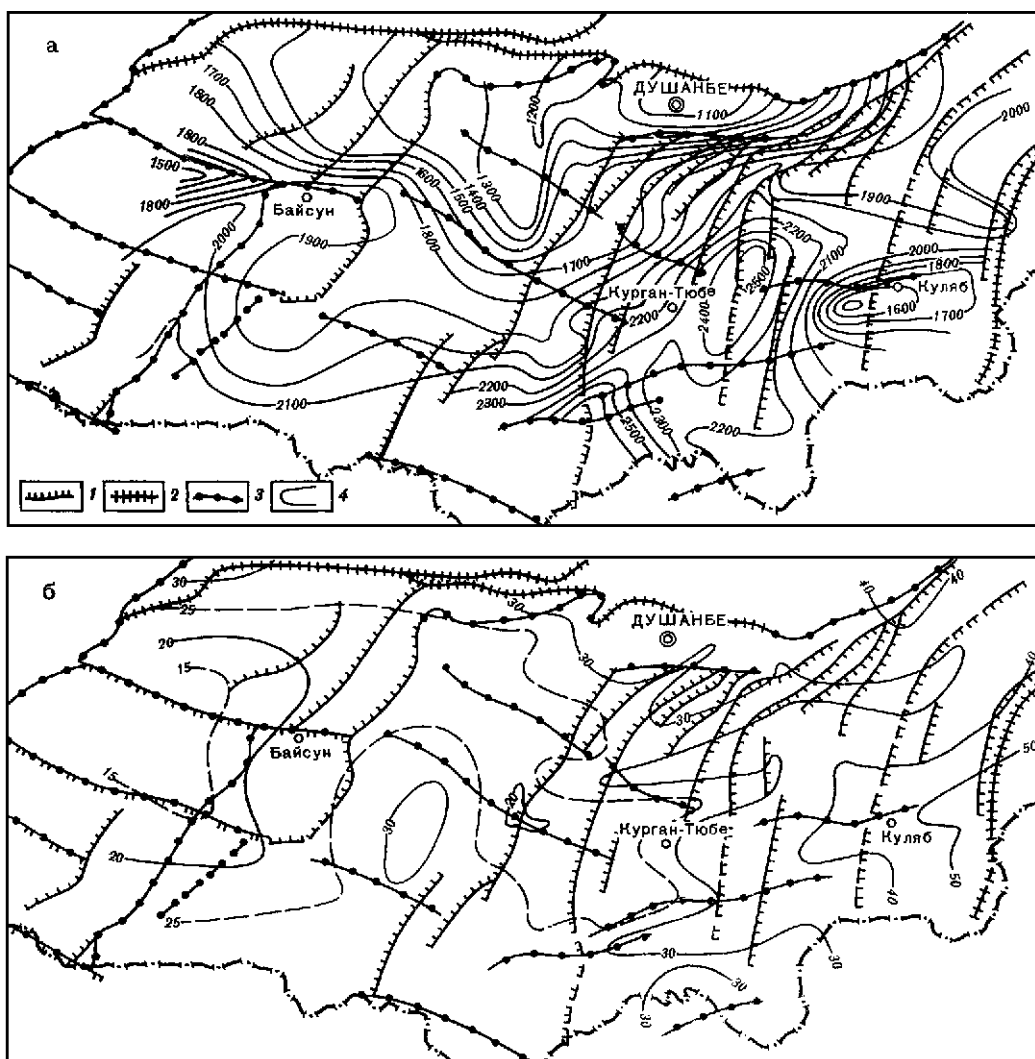
Однозначного мнения в отношении типа развития земной коры Памиро-Тянь-Шаня не существует. Наиболее значительный перерыв в осадконакоплении в пределах Каратегинского хребта (Южный Тянь-Шань) и Северного Памира наблюдается на границе докембрия—палеозоя и с конца палеозоя до настоящего времени. С глубоко метаморфизованными образованиями докембрия контактируют кристаллические сланцы силурийской, девонской, карбоновой систем [2, 33, 34]. Небольшие по мощности отложения мезо-кайнозойского возраста в пределах Южного Тянь-Шаня заполняют узкие тектонические долины, ограниченные разрывами, развивавшимися на эпигерцинской стадии [22, 23, 27]. Каледонские движения проявились в виде небольших по масштабу стратиграфических несогласий.

В конце карбона (Южный Тянь-Шань), перми (Северный Памир) замыкается палеозойская геосинклиналь Памиро-Тянь-Шаня и устанавливаются условия медленных дифференцированных орогенических движений. Таджикская депрессия с конца палеозоя превращается в область устойчивого относительного прогибания. Большая часть территории Южного Тянь-Шаня и Северного Памира в мезо-кайнозое является областью сноса [19].

С эоценовой эпохи начинается этап новейшей тектонической активизации, выразившийся в формировании орогенических сводово-глыбовых поднятий Южного Тянь-Шаня и Северного Памира.

В пределах Таджикской депрессии в этот период происходит формирование тектонических структур в комплексе отложений мезо-кайнозойского возраста. Орогенические движения начинаются здесь с конца плиоценовой





**Рис. 1.** Схема распределения мощностей меловых отложений Таджикской депрессии

Суммарные мощности отложений (а) и относительные мощности литофаций мелового возраста: песчанистые (б), глинисто-алевролитовые (в), хемогенные (г); суммарные мощности отложений (д) и относительные мощности литофаций нижнемелового возраста: песчанистые (е), глинисто-алевролитовые (ж), хемогенные (з);

1, 2, 3 — разрывные нарушения, установленные по геологическим (1, 2; 1 — взбросы, надвиги, 2 — близвертикальные) и геофизическим (3) данным [7]; 4 — изолинии равных мощностей (абсолютных — в м., относительных — в %)



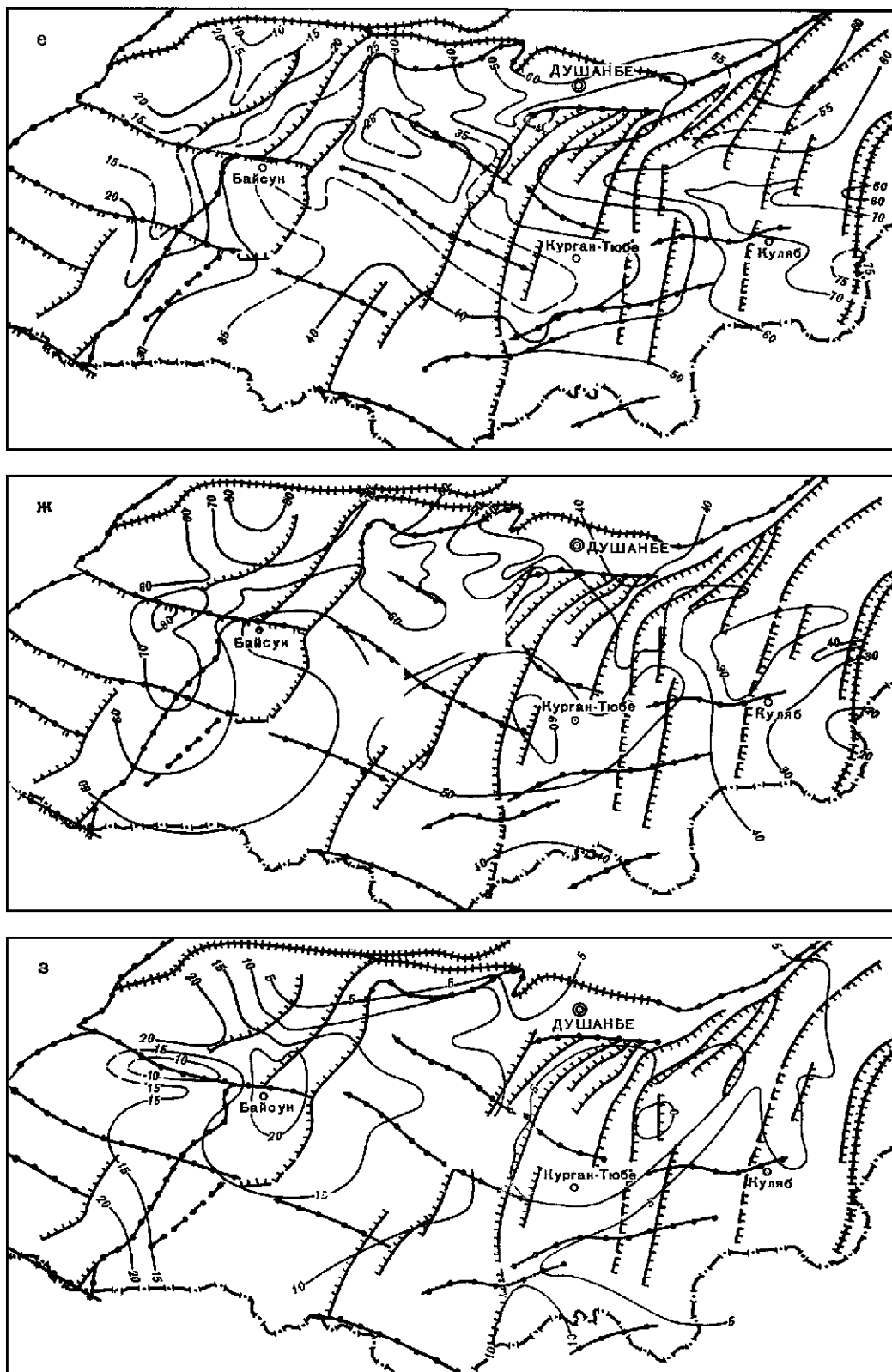


Рис. 1. (Окончание)

эпохи. На протяжении неогенового периода происходит формирование мощного комплекса континентальных моласс мощностью до 5—7 км.

Складкообразование, орогенез и накопление моласс в пределах Памиро-Тянь-Шаня продолжаются до настоящего времени.

### **КРАТКАЯ ЛИТОЛОГИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА**

В пределах Внешней зоны Памиро-Куэнь-Луня на поверхности обнажается непрерывный разрез мезо-кайнозойских отложений мощностью до 10—13 км. Наиболее древние отложения сорбулакской свиты (>2000 м), условно триас-юрского возраста [10], обнажаются на востоке района, в ядре сорбулакской антиклинали. Нижняя граница этих отложений не обнажается, поэтому полная их мощность неизвестна.

Остальной разрез по литологическим особенностям распадается на:

1. Соляно-гипсовые отложения гаурдакской свиты (условно верхнеюрского возраста) мощностью более 400—600 м.

2. Толщу красноцветных континентальных песчаников с прослоями глин и алевролитов, нижнемелового возраста, мощностью около 1200 м.

3. Толщу морских, сероцветных глин и алевролитов с прослоями известняков, мергелей, гипсов и песчаников, верхнемелового и палеогенового возраста, общей мощностью около 2200 м. Среди этой толщи выделяются маркирующие горизонты известняков верхнекампанского-маастрихтского возраста мощностью 150—320 м, бухарского возраста (верхний палеоцен) мощностью 125—150 м, и расположенные между этими известняками акджарские слои, представленные гипсоносными отложениями мощностью 120—170 м (нижний палеоцен).

4. Толщу красноцветных, континентальных песчаников, алевролитов, конгломератов неогенового возраста мощностью до 7500 м.

Распространение комплекса пород Внешней зоны Памира на поверхности ограничено фронтом Вахшского надвига с севера и северо-запада, и зоной Дарвазских разломов с юга и юго-востока (рис. 2).

По Вахшскому надвику сближены существенно различные по составу и мощностям разновозрастные отложения мезо-кайнозоя Южного Тянь-Шаня (мощностью до 450 м) и Внешней зоны Памира (мощностью до 4,5 км) [10].

В пределах Северного Памира отложения этого возраста отсутствуют. По Дарвазским разломам контактируют отложения мела, палеогена, неогена, с одной стороны, и палеозоя — с другой.

### **МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СТРУКТУР**

В современной структуре Южный Тянь-Шань и Северный Памир представляют собой сводово-глыбовые поднятия, осложненные горстами и грабенами.

В непосредственном обрамлении Внешней зоны Памира здесь выделяется Гармский горст-антиклиналь, сложенный гранито-гнейсами докембрия.

Дюорская поверхность выравнивания поднята здесь на высоту 3,5—4 тыс. м [19]. На юг к долине р. Сурхоб эта поверхность круто погружается, образуя флексурно-разрывную зону, по которой Гармский горст переходит в Гыжматский односторонний грабенсинклиналь, заполненный моноклинально залегающей толщей мела, палеогена и неогена, падающей на юг. С юга грабен ограничен Туркон-Мурдонским близвертикальным разломом, южное крыло которого поднято с амплитудой не менее 2000 м. В продольном субширотном направлении породы, слагающие грабен, погружаются с запада на восток и в долине р. Сурхоб скрываются под четвертичными отложениями (рис. 2).

На продолжении грабена, в левобережье реки, обнажается висячее крыло Вахшского надвига, сложенное породами Внешней зоны Памира.

По мнению И. Е. Губина, восточное продолжение Гыжматского грабена перекрыто Вахшским надвигом.

В устье р. Сурхоб из-под Вахшского надвига обнажается узкая полоса палеозойских пород, перекрытых толщей мезо-кайнозоя (Сурхобский грабен).

Восточным продолжением Гыжматского и Сурхобского грабенов в пределах Внешней зоны Памира (на глубине) является Петровская структурная ступень, ширина которой не превышает 15 км. С севера она ограничена Сурхобским, а с юга — Петровским глубинными разломами. На поверхности им соответствуют региональные флексурно-разрывные зоны (рис. 3).

Плоскость Петровского разлома падает к северу с углами 70—80°, и на глубине около 30 км эти разломы соединяются, образуя зону единого Южно-Гиссарского разлома [20].

На поверхности Петровская структурная ступень по отложениям мел-палеогенового периодов представляет собой клинообразный асимметричный горст. С севера горст ограничен системой региональных Вахшских надвигов.

Кроме Петровской структурной ступени в пределах Внешней зоны Памира, выделяются поперечные внутрирегиональные структуры блокового типа.

На поверхности границами раздела этих блоков являются Туркон-Мурдонская и Нимичско-Лайронская флексурно-разрывные зоны. Простираение обеих зон юго-восточное. Центральный блок, расположенный между ними, погружен относительно соседних — западного и восточного (рис. 3).

Относительно опущенное положение центрального блока фиксируется по резкому погружению зеркала складчатости и резкому изменению морфологии структур при переходе из одного блока в другой.

Выделяемые поперечные и продольные структуры внутрирегионального блокового типа являются структурами первого порядка, отражающими крупномасштабные блоки палеозойского основания.

Структуры первого порядка осложнены линейными складчатыми структурами второго порядка. Наименование складок приведено в условных обозначениях к тектонической карте (рис. 3). Общей чертой строения складчатых структур является закономерное изменение их морфологии с глубиной.

По отложениям нижнемелового возраста они представляют собой, повсеместно, изоклинальные складчатые структуры — прямые или наклонные. В ядрах антиклиналей (Яфучской, Нуранчской, Люли-Харвинской) наблюдается сдвоенная толща нижнемеловых пород, иногда с линзами гипсов Гаурдакской свиты. В ядрах синклиналей (Вионской, Яфучской, Заалайской) обнажается сдвоенная толща верхнего мела. В различных частях складок сдваивание разреза наблюдается по различным горизонтам верхнего мела.

Вверх по разрезу синклинали становятся килевидными. Отложения палеогенового возраста, слагающие ядра синклиналей (Вионской, Яфучской, Центральной, Заалайской), осложнены дисгармоничной складчатостью. Размеры складок — первые сотни метров. Дисгармоничные складки образованы за счет перераспределения гипсов нижнего палеоцена (акджарские слои) с образованием ядер нагнетания под антиклиналями и ядер выжимания под синклиналями.

Нижняя поверхность дисгармонии (нижнее зеркало дисгармоничной складчатости) проходит по кровле массивных известняков кампан-маастрихта. В ядре Яфучской синклинали, на ее пересечении с долиной р. Хингоу, наблюдается сдваивание толщи известняков непосредственно под дисгармоничными структурами. По-видимому, образование дисгармоничной складчатости обусловлено выжиманием отложений палеогенового возраста из ядер изоклинальных синклиналей при сдваивании разрезов.

Зоны дисгармоничной складчатости по простиранию на восточном продолжении Яфучской и Центральной синклиналей переходят в клинообразные горсты и горст-покровы. Крылья горстов перекрывают соседние антиклинали. Амплитуда горизонтального перекрытия составляет первые километры. Образование горст-покровов, по-видимому, является максимальным развитием процесса выжимания ядер синклиналей под действием горизонтального сжатия. Разрывы, ограничивающие горсты, как правило, полого секущие или

согласные с напластованием пород, слагающих висячие крылья, и развиваются из полойных срывов взбросового типа.

Верхняя поверхность дисгармонии (верхнее зеркало дисгармоничной складчатости по отложениям палеогена) повсеместно, где это удастся наблюдать (ур. Куасарон, г. Наураз — Вахшский хребет, ур. Полима — хр. Петра I), приурочена к подошве верхнериштанских слоев, представленных красноцветными алевролитами.

По нижнериштанским гипсам наблюдается сдвигание разрезов палеогена в ядрах изоклинальных дисгармоничных складок. По вышележащим отложениям происходит резкое упрощение структур. Различие в углах падения между отложениями верхне- и нижнериштанского возраста в ядрах синклиналей второго порядка достигает 70—80°.

Описанное угловое несогласие может быть объяснено как результат очень быстрого складкообразовательного процесса, происходившего на фоне непрерывного осадконакопления, в среднериштанское время. Выше по разрезу, в неогеновых отложениях, наблюдается постепенное упрощение структур с четко выраженным конседиментационным типом развития складок.

Формирование структур в неогеновый период осуществлялось в процессе интенсивного прогибания, сменившегося в конце плиоцена орогеническими движениями. За этот период в комплексе неогеновых отложений сформировались гребневидные, брахиформные складчатые структуры.

На основе описанной изменчивости структур с глубиной, автором выделены морфоструктурные ярусы, объединяющие комплексы отложений, осложненные близкими по морфологии структурами. Границами ярусов являются поверхности дисгармонии: региональный межформационный срыв надсолевого комплекса разделяет нижний и средний ярусы, а поверхность дисгармонии, проходящая по подошве нижнериштанских слоев, отделяет средний ярус от верхнего.

В основе выделения морфоструктурных ярусов заложено представление о идентичности тектонических деформаций определенного комплекса на открытых и закрытых участках исследованного района.

В пределах рассматриваемого района орогенические движения начинаются, по-видимому, с плиоценовой эпохи и продолжаются до настоящего времени. Миграция области осадконакопления осуществлялась с севера на юг. В результате орогенических движений наиболее поздние морские отложения палеогенового периода были подняты в пределах хр. Петра I на высоту около 4 км, вдоль северного склона и на 5,5—6 км на сводах Яфучской, Нуранчской, Люли-Харвинской и Сорбулакской антиклиналей. К югу от Петровской флексурно-разрывной зоны рассматриваемая структурная поверхность резко погружается до высоты 1—1,5 км над уровнем моря. К долине р. Оби-Хингоу (в ее среднем течении) наблюдается ступенчатое погружение поверхности по системе параллельных субширотных флексур до высоты 0,5—1 км над уровнем моря. Наибольшее погружение поверхности, до 3—4 км ниже уровня моря, наблюдается при приближении к юго-западному окончанию Дарвазских разломов.

## **АНАЛИЗ РАЗРЫВНЫХ НАРУШЕНИЙ И РЕКОНСТРУКЦИЯ НАПРЯЖЕННОГО И ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЙ**

В пределах Внешней зоны Памира выделяются разномасштабные разрывные нарушения, по которым фиксируются относительные смещения в процессе тектонического деформирования.

**I. Межрегиональные глубинные разломы** — Гиссаро-Кокшааальский и Дарваз-Каракульский — являются границами раздела регионов с различной историей развития в мезо-кайнозое.

Каждый из этих разломов представляет собой систему более мелких разрывов. В относительных смещениях блоков, заключенных между разрывами, наблюдается тенденция ступенчатого погружения к центру прогиба.

Разрывы, входящие в систему глубинных разломов, располагаются веерообразно в вертикальном разрезе и, по-видимому, соединяются на глубине [20, 28]. Суммарная амплитуда смещения по Гиссаро-Кокшаальской системе разрывов составляет 5—6 км, а по Дарваз-Каракульской — от 1—2 до 5—6 км.

**II. Региональные глубинные разломы** прослеживаются, как правило, через весь регион и разделяют его на зоны с различными тенденциями развития (зоны устойчивых относительных прогибаний или поднятий).

К региональным разломам, в этом понимании, относятся:

*Вахшский региональный разлом*, отделяющий на глубине Внешнюю зону Памира от Кафирниганско-Оби-Гармского мегантиклинория [6]. Падение разлома ЗСЗ и крутое. Западное крыло разлома поднято относительно восточного. По Вахшскому разлому наблюдается торцовое сочленение субширотных структур фундамента центральной части Таджикской депрессии с субмеридиональными — Внешней зоны Памира [36]. Основные смещения по разрыву произошли, по-видимому, в неоген-четвертичный период. Вертикальная составляющая смещения по разлому составляет около 2—2,5 км [21].

*Региональный межформационный срыв* по поверхности соляного комплекса (гаурдакская свита) обнажается на поверхности в форме чешуйчатого надвигания пород нижнемелового отдела на разновозрастные отложения Таджикской депрессии [4, 7]. В подножиях практически всех хребтов депрессии наблюдается описываемый тектонический контакт, за исключением юго-восточной окраины района, где соленосные отложения фациально замещаются терригенными. Строение надвиговых чешуй, связанных с региональным межформационным срывом, однотипно по всей депрессии.

Плоскости сместителей — полого секущие или согласные с напластованием пород висячих крыльев, сложенных отложениями нижнемелового возраста. В подошве чешуй часто обнажается тектоническая брекчия, состоящая из пород гаурдакской свиты. Залегание пород в чешуях — нормальное. Под надвиговыми чешуями обнажаются породы самого различного возраста — от мелового до четвертичного.

В пределах Внешней зоны Памира региональный межформационный срыв обнажается на поверхности в виде: а) чешуйчатого Вахшского надвига, б) разрывов, входящих в Дарваз-Каракульскую систему, в) Сорбулакского тектонического окна.

а) Вахшский чешуйчатый надвиг состоит из шести чешуй. Плоскости сместителей имеют юго-восточное и южное падения. Углы падения составляют, как правило, 25—50°. Наиболее крутые углы падения наблюдаются в пределах Вахшского хребта у Яфучско-Вионского разрыва — 65—70°. Вахшские надвиговые пластины кулисообразно перекрывают друг друга с запада на восток. Перемещение висячих крыльев осуществлялось с юга на север и северо-запад.

В связи с тем, что падение плоскостей сместителей пологосекущее или согласное с напластованием пород, определить полную амплитуду смещения не удастся. Максимальные величины горизонтального перекрытия разновозрастных отложений, устанавливаемых в обнажениях, составляют для разрывов: I, 1; I, 2; I, 3 — более 2—3 км; I, 4 — более 1 км; I, 5 — более 3 км; I, 6 — более 10 км (рис. 3).

Формирование надвигов осуществлялось параллельно с развитием складчатых деформаций. Наиболее интенсивные смещения происходили в плиоцен-четвертичное время. Плоскости сместителей резко изгибаются в водораздельной части хребта до 60—70°.

б) Система Дарвазских межформационных срывов обнажается в зоне Дарвазского глубинного разлома. Падение плоскости межформационного срыва согласное, крутое, с углами 70—80° в сторону прогиба. Амплитуда смещения неясна. Тип смещения взбросовой.

в) Сорбулакское тектоническое окно обнажается в ядре Сорбулакской антиклинали.

Висячие крылья разрывов сложены грубообломочными красноцветными отложениями нижнемелового возраста, а в тектоническом окне вскрыты породы сорбулакской свиты. На небольшом отрезке по тектоническому контакту наблюдаются выходы тектонически перетертых гипсов гаурдакской свиты. Падение плоскостей сместителей крутое — 60—75° от оси складки. Характер смещения взбросовый. Амплитуда смещения неясна.

На ЗЮЗ периклинали Сорбулакской антиклинали отложения мелового возраста осложнены интенсивной мелкой складчатостью, обусловленной встречными смещениями крыльев антиклинали по межформационному срыву.

**III. Внутрорегиональные разрывные нарушения** ограничивают крупные блоки внутри Внешней зоны Памира, выделяемые в качестве структур первого порядка.

Туркон-Мурдонская флексурно-разрывная зона диагональна по отношению к простирацию основных складчатых структур и практически перпендикулярна к Внешней зоне Памира.

Флексурно-разрывная зона осложняет осадочный чехол и палеозойский фундамент Внешней зоны Памира и Южного Тянь-Шаня. Падение плоскости сместителя близвертикальное. Амплитуда смещения около 2 км. Северо-восточное крыло разрыва опущено относительно юго-западного. Наиболее интенсивно развитие разрыва осуществлялось в плиоцен-четвертичное время.

Нимичско-Лайронская флексурно-разрывная зона. Расположение зоны такое же, как Туркон-Мурдонской, но в пределах Южного Тянь-Шаня и Северного Памира она не прослеживается. Юго-западное крыло флексуры опущено относительно северо-восточного с амплитудой не менее 2 км.

Петровский и Сурхобский разломы входят в систему Гиссаро-Кокшаальских разломов. Падение плоскости сместителя Сурхобского разлома близвертикальное, а Петровского — ССЗ. По геофизическим данным, вертикальная составляющая смещения по первому разлому достигает 2—2,5 км, а по второму — 3—4 км. Южные крылья разломов опущены относительно северных. Поверхность Мохоровичича смещена по этим разломам на 3—5 км [21, 27].

**IV. Разрывные нарушения чехла** можно разделить на следующие категории: 1) диагональные, секущие, 2) продольные, секущие, 3) послойные смещения, 4) внутрислойные, трещинные смещения.

*Диагональные, секущие разрывы чехла* наиболее широко развиты в пределах Петровского клинообразного горста. Падение разрывов близвертикальное. Длина разрывов не превышает 10 км.

Устанавливается сдвиго-сбросовый характер смещений по этим нарушениям с горизонтальной составляющей от первых метров до первых десятков метров. Вертикальные составляющие варьируют в тех же пределах.

*Продольные разрывные нарушения* сбросового типа осложняют тыловые участки надвиговых пластин вдоль северного склона хр. Петра I. Иногда они образуют узкие грабены, центральные части которых смещены на 100—150 м и заполнены четвертичными отложениями. Наиболее крупный сброс этой системы протягивается непрерывно вдоль приводораздельной части северного склона хр. Петра I. Падение разрыва ССЗ. Амплитуда смещения по нему 150—300 м, иногда до 400 м.

Возраст разрывов четвертичный.

Вероятнее всего, образование системы сбросов связано с перегибом надвиговых пластин над уступом фундамента в процессе тектонического перемещения с юга на север. Аналогичное явление, но меньшего масштаба наблюдается в пределах горста Ала-Кусрок. Здесь северное пологое крыло горста разбито густой системой продольных сбросов и грабенов, амплитуда смещения по которым не превышает 50 м. Возраст разрывов четвертичный.

Автором проведены измерения ориентировок плоскостей разрывов, осложняющих северное висячее крыло горста Ала-Кусрок, и направлений смещений по ним, представленные в виде стереограммы (рис. 4). На основе этих данных методом кинематического анализа [11] установлено напряженное состояние



этого участка, близкое к одноосному сжатию. Положение оси сжатия относительно напластований пород и согласно расположенной плоскости сместителя северо-ала-кусрукского надвига хорошо согласуется с предлагаемым механизмом образования сбросов.

Пользуясь приведенными данными об основных параметрах рассмотренных выше региональных, внутрирегиональных разломов и разрывов чехла и используя уравнения дислокационной теории пластичности [30], можно определить направления и минимальные величины разрывных тектонических деформаций рассматриваемого участка Внешней зоны Памира.

В рассматриваемый объем включены пограничные структуры Южного Тянь-Шаня и Северного Памира и участок Внешней зоны Памира с субширотным простираемостью структур протяженностью 120 км (считая от восточной границы района), шириной 50 км и мощностью земной коры до 30 км.

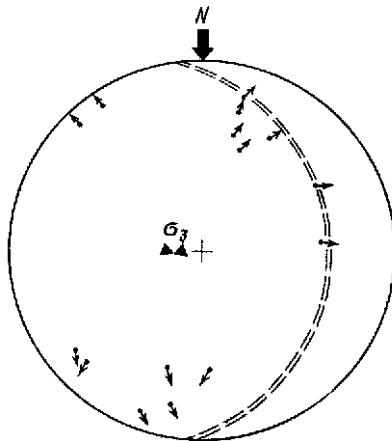
Полученные величины разрывных тектонических деформаций описанного объема земной коры за счет тектонических смещений по установленным разрывам составляют:  $\varepsilon_I = 2,32 \cdot 10^{-1}$ ,  $\varepsilon_{II} = 2,4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\varepsilon_{III} = -2,08 \cdot 10^{-1}$ . Учитывая то обстоятельство, что на основе геологических данных мы можем определить время развития разрывных нарушений с точностью до порядка 2,5—25 млн. лет, скорости разрывных деформаций огрубленно могут быть оценены в  $10^{-7} - 10^{-8}$  в год.

Направления главных тектонических деформаций в проекции на верхнюю полусферу следующие:  $\varepsilon_I$  — азимут  $345^\circ$ , угол  $75^\circ$ ;  $\varepsilon_{II}$  — азимут  $258^\circ$ , угол  $2^\circ$ ;  $\varepsilon_{III}$  — азимут  $165^\circ$ , угол  $15^\circ$ .

Таким образом, за счет разрывных смещений осуществлялось укорочение Внешней зоны Памира в субмеридиональном и близгоризонтальном направлениях, при близвертикальном ее удлинении. Механизм деформирования земной коры соответствует продольному расплющиванию.

**Рис. 4.** Стереодиаграмма смещений по мелким разрывам, осложняющим висячее крыло надвига Ала-Кусрук ( $k_2cp - m$ )

1 — направления смещений, спроектированные в полюса плоскостей разрывов; 2 — полюса плоскостей напластований; 3 — плоскость напластования; 4 — ось алгебраически минимального напряжения (сжимающего)



Послойные смещения развиты повсеместно по границам слоев как с резко различными, так и с близкими литологическими характеристиками.

В целях изучения кинематики развития складчатых структур автором проведены массовые измерения направлений послойных смещений и ориентировок плоскостей, соответствующих послойным срывам. Обобщенные станции наблюдений приведены на тектонической карте (рис. 3). Каждой станции соответствует участок площадью 3—4 км<sup>2</sup> и от 5 до 20 (в среднем) измерений. Наблюдения проводились в разновозрастных отложениях — от нижних горизонтов меловой системы до верхних горизонтов миоценового отдела.

В конгломератах плиоценового отдела следов скольжения не сохраняется в связи с быстрым выветриванием поверхностей напластований. Определение направлений смещений проводилось на основе следующих признаков. Измерения проводились на плоскостях послойных срывов, для которых устанавливалось ступенчатое строение плоскости и признаки минерализации. Такая плоскость сдвига состоит из чередующихся взаимно перпендикулярных площадок скола и отрыва. При этом трещины отрыва после смещения заполняются друзовидными кристаллами кальцита. Только такие плоскости срывов, для которых устанавливались трещины скола с бороздами скольжения и

трещины отрыва с друзами кальцита, рассматривались автором в качестве возможных объектов определения направлений скольжения.

Признаком, служащим для разделения разновозрастных полей перемещений, являлась минерализация послойных срывов. Смещения сбросового типа, как правило, соответствуют доминерализационной генерации. Возникшие при этом отрывные полости борозд скольжения впоследствии заполняются мелкокристаллическими друзами кальцита. В результате последующих смещений друзы кальцита тектонически перетираются и «размазываются» по площадкам скола. Образующиеся при этом новые полости отрывов послойных срывов вновь заполняются мелкокристаллическими друзами кальцита другой генерации. Неоднократные смещения по одной и той же плоскости приводят к образованию многослойных тектонических примазок кальцита (с примесями других минералов — хлорита, гематита и др.), взаимно перекрывающих друг друга.

Таким образом, относительно более поздние примазки кальцита перекрывают более ранние борозды. Отделяя слои примазок, можно установить относительную последовательность подвижек для элемента плоскости послойного срыва.

Описанным способом установлен доминерализационный возраст для большинства смещений сбросового типа и постминерализационный — для большинства смещений взбросового типа.

По одним и тем же плоскостям послойных срывов наблюдается до четырех взаимно перекрывающих и различно ориентированных разновозрастных смещений.

Из четырех взаимно перекрывающих друг друга борозд две нижние характеризуются, как правило, сдвиго-сбросовым, а две другие — сдвиго-взбросовым типом смещения. Соответственно выделены четыре основных генерации послойных смещений и соответствующие четыре эпохи их образования.

Кинематический анализ направлений сдвиговых послойных смещений методом О. И. Гуценко [11] позволил установить, что каждая из выделенных совокупностей различно ориентированных смещений соответствует теоретическому распределению касательных напряжений ( $\tau_n$ ) при определенном и единственно возможном положении главных нормальных напряжений. Результаты реконструкции осей главных нормальных напряжений для двух из рассматриваемых этапов показаны на рис. 5. Установлено, что оси напряжений каждого этапа закономерно ориентированы по отношению к рассмотренному участку Внешней зоны Памира: одна из осей всегда располагается вкрест основных структур, а другая — продольно по отношению к ним.

Кинематика послойных срывов на каждом этапе отражает определенный тип развития складчатых структур. Послойные смещения сбросо-сдвигового типа свидетельствуют об относительном поднятии антиклиналей над синклиналями. Взбросо-сдвиговый характер послойных смещений свидетельствует об относительном поднятии синклиналей над антиклиналями. Формирование клинообразных горст-синклиналей выжимания и согласных с напластованием взбросов и надвигов является максимальной формой развития этого процесса.

Сопоставление осей региональных палеонапряжений с осями современного мегарегионального поля напряжений Памиро-Тянь-Шаня [13, 14] позволяет установить наиболее близкое соответствие между четвертым типом напряженного состояния (рис. 5) и этим мегарегиональным полем (рис. 6).

Принимая этот тип ориентации региональных напряжений за современный, автор дал прогноз направлений современных послойных смещений (рис. 3) для крайних значений коэффициента Лодэ — Надаи ( $\mu_0 = +1$ ,  $\mu_0 = -1$ ). Прогнозное поле послойных смещений характеризуется взбросо-сдвиговым типом смещений, при котором должно наблюдаться относительное поднятие ядерных частей синклиналей, клинообразных горстов и сводовых частей веерообразных антиклиналей.

Послойные смещения развиваются в результате изгибания слоистой толщи в процессе тектонического деформирования. Данные о направлениях послой-

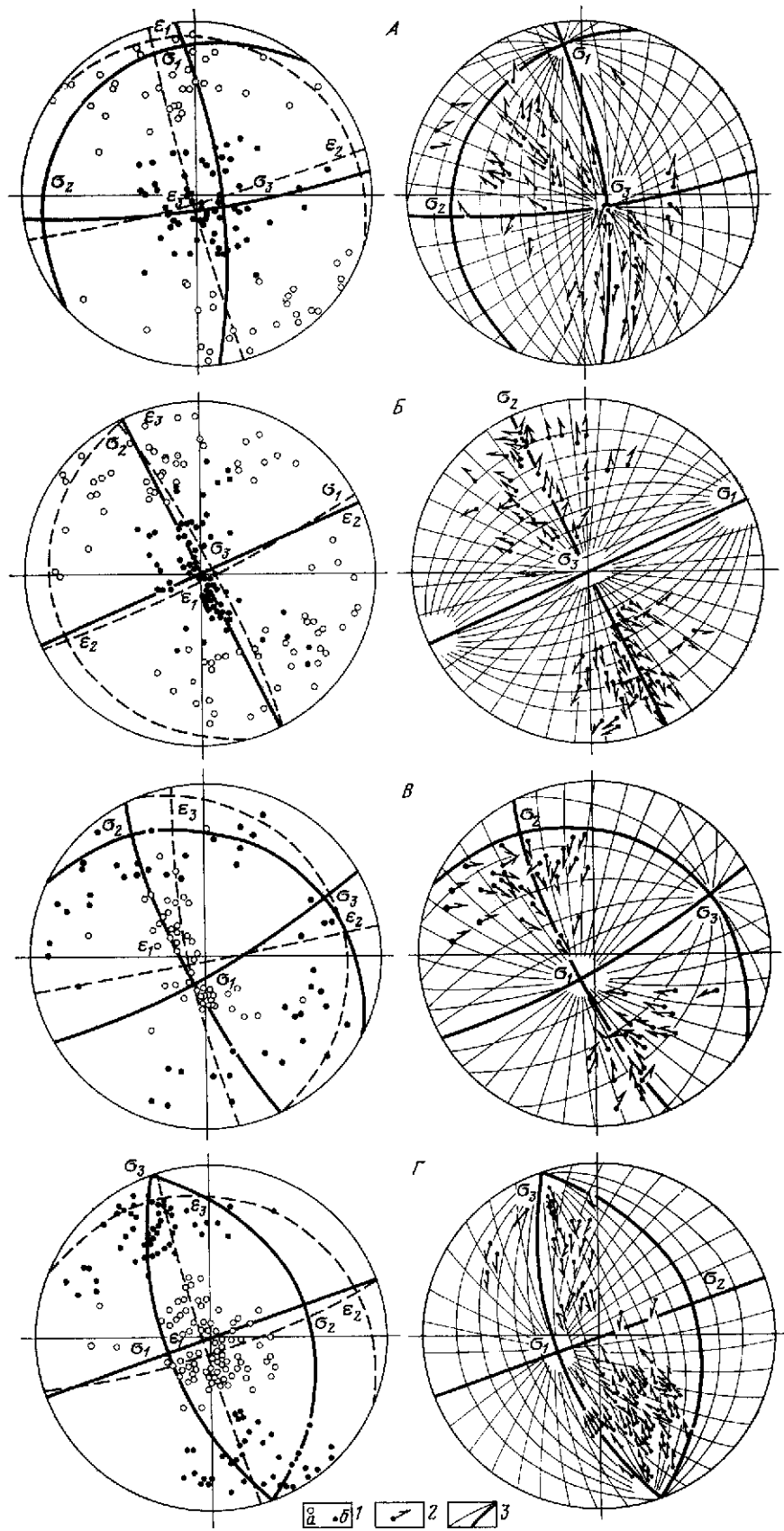
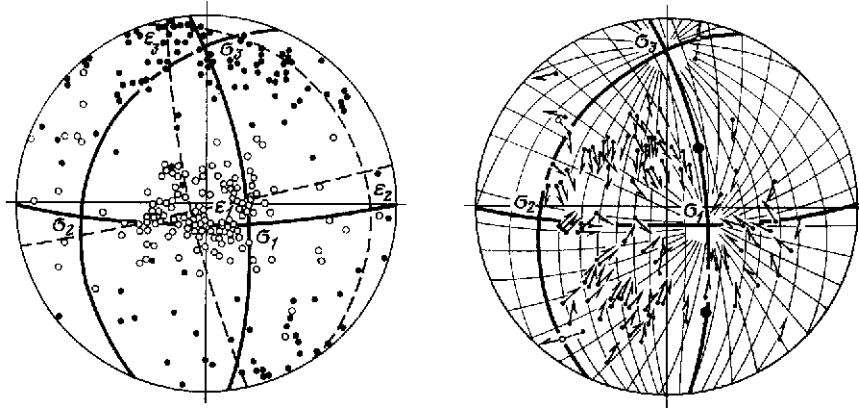
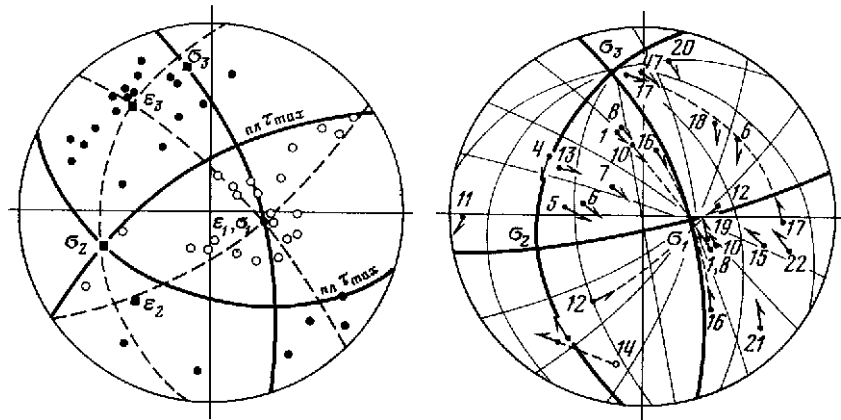


Рис. 5



**Рис. 6.** Стереограммы сейсмогенных смещений (справа) и одноактных осей деформаций  $\Delta\epsilon_{1,3}$  —  $i, k$  (слева) Гиндукуша-Памира для землетрясений с  $M > 5$  и  $H \geq 70$  км [14, 38]

Условные обозначения те же, что на рис. 5



**Рис. 7.** Стереограммы сейсмогенных смещений (справа) и соответствующих этим смещениям осей (слева) одноактных деформаций ( $\Delta\epsilon_{1,3}$ ) для землетрясений с  $K = 12 - 13$  Вахш-Обигармского района Таджикской депрессии [29]

Условные обозначения те же, что на рис. 5

**Рис. 5.** Стереограммы послынных смещений (справа) и соответствующих им осей одноактных деформаций ( $\Delta\epsilon_{1,3}$  — слева)

$A, B$  — сбросо-сдвигового;  $B, \Gamma$  — взбросо-сдвигового типа.

$1$  — оси одноактных деформаций ( $a$  — относительного удлинения ( $\Delta\epsilon_1$ );  $b$  — относительного укорочения ( $\Delta\epsilon_3$ ));  $2$  — вектор смещения по плоскости разрыва, спроектированный в полюс плоскости;  $3$  — дуги больших кругов

ных смещений каждого этапа деформирования положены в основу определения направлений тектонических деформаций, реализующихся за счет относительного проскальзывания слоев. Задача решалась при условии, что площади послойных срывов примерно одинаковы, так же как и амплитуды смещений по ним [30].

Результаты определений направлений главных деформаций за счет послойных смещений показаны на рис. 5. Для полей перемещений взбросо-сдвигового типа положение осей деформаций за счет послойных смещений с точностью до  $5\text{--}10^\circ$  совпадает с направлением осей разрывных деформаций для всего района в целом.

Амплитуды послойных смещений, измеряемые по ширине полостей отрывов на плоскостях скольжения, варьируют от 1 до 5 мм. Принимая величины площадей послойных срывов соизмеримыми с площадью поперечного сечения рассматриваемого объема, а амплитуды смещений — равными в среднем 2,5 мм, можно в первом приближении оценить величины деформаций послойных смещений равными  $10^{-4}\text{--}10^{-5}$  для каждого этапа взбросо-сдвиговых послойных смещений.

*Внутрислойные трещинные смещения* осложняют отдельные слои и совокупности слоев. Тип трещин в подавляющем большинстве сколовый.

Внутрислойные трещинные смещения являются одним из механизмов деформирования слоя в процессе развития тектонических структур. Следовательно, трещинные деформации характеризуют направления и величины относительных удлинений и укорочений слоя за счет смещений по трещинам. В пределах рассматриваемого района плохая сохранность борозд скольжения и минерализации не позволяет восстановить ориентировку смещений для всей совокупности трещин, наблюдающихся в пределах одного обнажения. Как правило, удается восстановить направления перемещений для  $5\text{--}10\%$  трещин. Для небольшого количества точек, в пределах которых определены направления смещений для  $40\text{--}50\%$  трещин, устанавливается следующая тенденция в расположении осей внутрислойных деформаций: одна из осей параллельна плоскости слоя, а две другие располагаются под углом  $20\text{--}40^\circ$  к поверхности напластования. Исходя из этих малочисленных наблюдений и учитывая широкое развитие послойных смещений, можно предполагать, что в процессе складкообразования слои горных пород испытывали деформацию сдвига.

В распределении внутрислойных полей напряжений [12] отмечается иная закономерность: две оси главных внутрислойных напряжений, как правило, параллельны, а третья перпендикулярна к плоскости слоя.

## **СЕЙСМОГЕННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ ТАДЖИКСКОЙ ДЕПРЕССИИ**

О современных напряжениях и деформациях рассматриваемого региона можно судить по данным о механизмах очагов землетрясений, опубликованных в работах О. В. Соболевой [29] и И. Г. Симбиревой [20]. Пользуясь определениями О. В. Соболевой для Вахш-Обигармского района, представленных в виде стереограмм, и методом О. И. Гущенко, автор реконструировал положение осей главных напряжений (рис. 7). В связи с небольшим количеством определений [23] полученная схема может рассматриваться как первый вариант возможного положения осей напряжений, наилучшим образом объясняющая распределение осей  $i$ ,  $k$  и кинематику установленной совокупности сейсмогенных смещений. Определения проведены для землетрясений с  $K = 12\text{--}13$ . Положение оси  $\sigma_3$  (алгебраически минимальное напряжение) имеет азимут восстания  $347^\circ$ , угол  $15^\circ$ . Ось  $\sigma_1$  (алгебраически максимального напряжения) имеет азимут восстания  $95^\circ$ , угол  $62^\circ$ . Ось промежуточного напряжения имеет азимут восстания  $250^\circ$ , угол  $31^\circ$ .

Распределение осей одноактных деформаций  $\Delta\varepsilon_1$ ,  $\Delta\varepsilon_3$  ( $k, i$ ) характеризуется четкой локализацией (рис. 7). Направления осей деформаций  $\varepsilon_{III}$  и  $\varepsilon_{II}$  отклоняются от положения одноименных осей  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$  на  $24^\circ$ . Оси  $\sigma_1$  и  $\varepsilon_I$  совпадают по направлению.

## СЕЙСМОГЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ПАМИРА

Наиболее ярким проявлением современных тектонических деформаций, фиксируемых инструментальными методами, являются сейсмогенные деформации земной коры, реализующиеся в виде сейсмогенных сдвиговых смещений по разрывам.

В пределах Памиро-Гиндукуша интенсивность сейсмического процесса наибольшая из всех континентальных областей.

Пользуясь формулой (1), предложенной Б. В. Костровым [18, 30] для оценки сейсмогенных деформаций, и данными о механизмах сильных землетрясений, опубликованными в работах Е. И. Широковой, автор сделал попытку определения современных сейсмогенных деформаций Памиро-Гиндукуша. Формула (1) имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{(q)ij} = \frac{1}{2\Delta V_\mu} \sum_{k=1}^N M_0^{(k)} (n_i^{(k)} b_j^{(k)} + n_j^{(k)} b_i^{(k)}), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{(q)}$  — тектоническая деформация объема  $\Delta V$  за счет землетрясений;  $\mu$  — модуль сдвига;  $M_0$  — сейсмический момент, определяемый с точностью до порядка с помощью графика Аки-Бруна (рис. 8) по магнитуде землетрясения;  $k = 1, 2, 3, \dots, N$ ;  $i, j = 1, 2, 3$ ;  $n, b$  — направляющие косинусы нормали к плоскости разрыва и вектора подвижки (соответственно) относительно выбранной системы координат.

Исследуемый район выбран по наибольшей плотности землетрясений и относится к зоне глубокофокусных землетрясений, расположенной диагонально к системе географических координат (рис. 9).

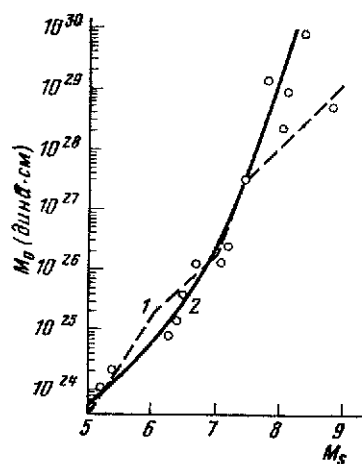
Выделенный объем характеризуется следующими линейными параметрами:  $650 \times 200 \times 250$  км (длина, ширина и глубина). В пределах выбранного участка определены механизмы практически всех очагов сильных землетрясений, происшедших в рассматриваемый период. Из всего количества происшедших здесь за десять лет землетрясений отобраны 28 землетрясений с  $7 \geq M \geq 5,5$ . Максимальная глубина очагов 250 км.

В результате аналитического решения определены величины наибольших удлинений объема ( $\varepsilon_I$ ), равные  $7 \cdot 10^{-7}$ , и укорочений ( $\varepsilon_{III}$ ), составляющие  $6 \cdot 10^{-7}$ , за десятилетний период. Ориентировка оси наибольшего укорочения объема горизонтальна и субмеридиональна, при близвертикальном положении оси наибольшего удлинения ( $\varepsilon_{III}$  — азимут падения  $167^\circ$ , угол  $2^\circ$ ;  $\varepsilon_I$  — азимут падения  $58^\circ$ , угол  $75^\circ$ ).

Таким образом, современные сейсмогенные деформации формоизменения Памиро-Гиндукуша свидетельствуют о продольном расплющивании земной коры. Укорочение в горизонтальном направлении сопровождается утолщением земной коры по вертикали до глубины 250 км.

Полученные величины сейсмогенных деформаций являются минимальными значениями общей тектонической деформации рассмотренного участка литосферы. Выяснение соотношений между сейсмогенными, асейсмичными разрывными и пластическими деформациями представляет задачу дальнейших исследований деформированного состояния Памиро-Гиндукуша.

На рис. 9 приведена прогнозная схема возможных направлений смещений по системе глубинных разломов Индо-Тянь-Шаня. Схема построена на основе опубликованных [12, 14] определений осей главных тектонических напряжений мегарегионального структурного уровня Индо-Тянь-Шаня и методических приемов, приведенных в работе [11]. Для большинства разрывов прини-

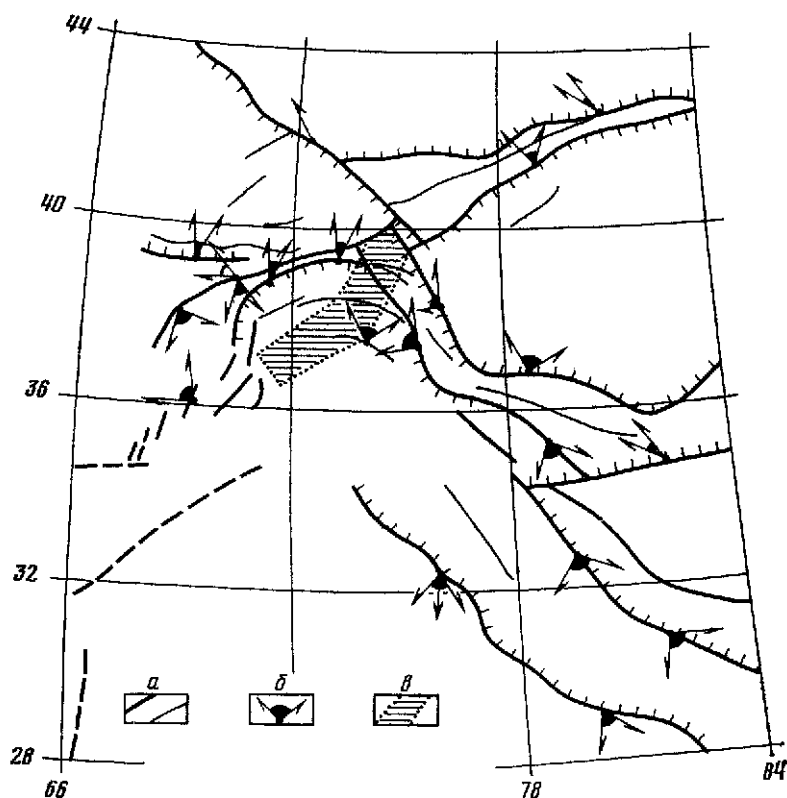


**Рис. 8.** График Аки-Бруна, эмпирической зависимости между магнитудой ( $M$ ) землетрясений и сейсмическими моментами ( $M_0$ )

1 — модель Брауна;  
2 —  $\omega^2$  — модель Аки

**Рис. 9.** Прогнозная кинематическая схема смещений по межрегиональным глубинным разломам Индо-Тянь-Шаня

$a$  — глубинные разломы;  
 $b$  — направления прогнозных смещений в проекции на горизонтальную плоскость;  
 $c$  — область, для которой проводились определения сейсмогенных деформаций



малось, что падение их плоскостей сместителей близвертикальное. Для Предгималайского и Вахшского надвигов углы падения принимались равными  $30-35^\circ$ .

Определения проводились для крайних значений  $\mu_0 = \pm 1$ . Каждый прямолинейный участок глубинного разлома рассматривался как самостоятельная плоскость.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрев основные особенности тектонических структур, можно сделать следующие выводы.

1. Таджикская депрессия и Внешняя зона Памира как элемент Таджикской депрессии на протяжении триасового, юрского, мелового, палеогенового

и первой половины неогенового периодов развивалась как компенсированный межкорогенный мегаграбен.

2. Формирование складчатых структур начинается в середине эоценовой эпохи и продолжается до настоящего времени. Основные структуры депрессии сформировались на этапе непрерывного, интенсивного прогибания и были дополнительно усложнены в период орогенеза (плиоцен-четвертичный период). Развитие структур происходило непрерывно и неравномерно. Быстрые складкообразовательные движения произошли, по мнению автора, в среднериштанское время.

3. Комплекс изоклинальных складчатых структур, сорванных со своего основания чешуйчатых надвигов, клинообразных горстов и горст-покровов, тектонически выжатых из ядер изоклинальных синклиналей, в сочетании с дисгармоничной складчатостью выжимания является результатом горизонтального сжатия, сопровождающегося поперечным укорочением Внешней зоны Памира на этапе новейшей тектонической активизации. Ориентировки осей «сжатия» ( $\sigma_3$ ) и укорочения ( $\epsilon_{III}$ ), определяемые для различных участков Памиро-Тянь-Шаня различными методами и по самым различным данным, хорошо согласуются между собой как для этапов новейшего, так и современного тектонического развития.

Сопоставимость направлений одноименных осей главных тектонических палеодеформаций и современных сейсмогенных деформаций различных участков Памиро-Тянь-Шаня свидетельствует о едином плане тектонического деформирования рассматриваемой гетерогенной области на новейшем этапе тектонической активизации.

4. Перемещения по разрывам различного масштаба — от глобальных, межрегиональных и региональных глубинных разломов до межформационных и послойных срывов и внутрислойных трещин — являются одним из ведущих механизмов деформирования земной коры. При этом основной вклад в тектоническую деформацию вносят крупные разрывные нарушения. Так, для Внешней зоны деформации за счет смещений по разрывам протяженностью в десятки и сотни километров составляют  $0,8—3 \cdot 10^{-1}$ . Деформации макрообъемов, интенсивно нарушенных малоамплитудными разрывами (Караганда) [31], составляют  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ , а за счет послойных срывов (Внешняя зона Памира) —  $10^{-4}—10^{-5}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аверьянова В. Н. Глубинная сеймотектоника островных дуг. М., «Наука», 1975, 219 с.
2. Атлас Таджикской ССР. Му. Изд. ГУГК, 1968. 200 с.
3. Балакина Л. А., Введенская А. В., Голубева Н. В. и др. — В кн.: Сейсмология, № 8. М., «Наука», 1972. 192 с.
4. Беккер Я. А. — В кн.: Проблемы нефтегазоносности Таджикистана. Душанбе, «Ирфон», 1969, с. 60—75.
5. Беккер Я. А., Кошлаков Г. В., Кузнецов Е. С. — В кн.: Поиски предвестников землетрясений на прогностических полигонах. М., «Наука», 1974, с. 16—24.
6. Белеловский М. Л., Кулагин В. К. — В кн.: Геофизические поля и сейсмичность. М., «Наука», 1975, с. 137—143.
7. Белеловский М. Л., Седлецкий В. И., Коробка В. С. — Геотектоника, 1971, № 2, с. 95—102.
8. Белоусов В. В. Основы геотектоники. М., «Недра», 1975. 262 с.
9. Губин И. Е. Геологическая граница между Памиром и Алаем. М., Госгеолиздат, 1940. 67 с.
10. Губин И. Е. Закономерности сейсмических проявлений на территории Таджикистана. М., Изд-во АН СССР, 1960. 464 с.
11. Гуценко О. И. — ДАН СССР, 1975, т. 225, № 3, с. 556—560.
12. Гуценко О. И., Степанов В. В. — В кн.: Современные движения земной коры. Тарту, ТГУ, 1973, с. 205—212.
13. Гуценко О. И., Степанов В. В. — В кн.: Механика литосферы. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. Л., 1974, с. 26—29.
14. Гуценко О. И., Степанов В. В., Сим Л. А. — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. М., 1976, с. 86—88.
15. Ермилин В. И. Автореф. канд дис. М., ИФЗ АН СССР, 1976. 25 с.



16. *Захаров С. А.* Стратоструктуры мезо-кайнозоя Таджикской депрессии. Душанбе, 1958. 228 с.
17. *Кондур В. П., Кукушкин Р. М.* — Изв. АН ТаджССР. Отд. физ.-мат. и геол.-хим. наук, 1972, № 1, с. 67—71.
18. *Костров Б. В.* Механика очага тектонического землетрясения. М., «Наука», 1975. 173 с.
19. *Крестников В. Н.* История развития колебательных движений земной коры Памира и сопредельных частей Азии. М., Изд-во АН СССР, 1962. 177 с.
20. *Крестников В. Н., Симбирева И. Г.* — В кн.: Земная кора сейсмоопасных зон. Верхняя мантия. М., «Наука», 1973, с. 72—93.
21. *Кулагина М. В., Лукк А. А., Кулагин В. К.* — В кн.: Поиски предвестников землетрясений на прогностических полигонах. М., «Наука», 1974, с. 70—85.
22. *Кухтиков М. М.* Тектоническая зональность и важнейшие закономерности строения и развития Гиссаро-Алая в палеозое. Душанбе, «Дониш», 1968. 298 с.
23. *Кухтиков М. М.* — В кн.: Тектоника Юго-Востока Средней Азии. Душанбе, «Дониш», 1972, с. 31—64.
24. *Лукина Н. В.* — Геотектоника, 1971, № 2, с. 84—89.
25. *Лукк А. А., Нерсесов И. Л.* — В кн.: Землетрясения в СССР в 1966 г. М., «Наука», 1970, с. 118—136.
26. *Пейве А. В.* — Изв. АН СССР. Отд. мат. и естеств. наук, 1938, № 3, с. 57—72.
27. *Резвой Д. П.* Проблемы тектоники и магматизма глубинных разломов. Т. 1, 2. Львов. Изд. Львовск. ун-та, 1973, с. 163.
28. *Сапов О. Я.* — Изв. АН Тадж. ССР. Отд. мат. и геол.-хим. наук, 1969, № 1, с. 58—67.
29. *Соболева О. В., Шкляр Г. П., Благоевский Е. Э.* — В кн.: Поиск предвестников землетрясений на прогностических полигонах. М., «Наука», 1974, с. 65—70.
30. *Степанов В. В.* Метод определения главных тектонических деформаций. Геодинамика и полезные ископаемые. Тезисы докл. Всесоюз. науч.-техн. совещ. 16—18 ноября, г. Москва, 1976.
31. *Степанов В. В.* Автореф. на соиск. учен. степ. канд. геол.-минерал. наук, г. Москва, ИФЗ АН СССР, 1977.
32. *Тарасенко А. Т.* Труды Всесоюз. науч.-исслед. геол. ин-та, 1970, № 168, с. 10—27.
33. *Хаин В. Е.* — Вестник МГУ. Геология, 1968, № 6, с. 3—18.
34. *Хаин В. Е.* — Вестник МГУ. Геология, 1969, № 2, с. 25—40.
35. *Херасков Н. П.* — БМОИП. Отд. геол., 1932, т. 10, с. 58—72.
36. *Чедия О. К.* Юг Средней Азии в новейшую эпоху горообразования. Кн. II. Фрунзе, «Илим», 1972, 223 с.
37. *Чигарев Н. В.* — Геоморфология, 1973, № 3, с. 86—92.
38. *Широкова Е. И.* — Физика Земли, 1974, № 11, с. 22—36.
39. *Molnar P., Tapponier P.* — Science, 1975, v. 189, N 4201, p. 419—426.

А. С. ГРИГОРЬЕВ, А. В. МИХАЙЛОВА, З. Е. ШАХМУРАДОВА

## **ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ И НАПРЯЖЕННЫМ СОСТОЯНИЕМ ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА В НАДРАЗЛОМНЫХ ЗОНАХ**

Для поиска и эксплуатации месторождений полезных ископаемых, для оценки сейсмической опасности и т. п. весьма существенны сведения о напряженном состоянии и деформациях в толще земной коры и о возможных нарушениях сплошности на глубине.

Эти вопросы принадлежат к числу основных, которыми занимается тектонофизика. Для их решения используется весь комплекс тектонофизических методов, включающий полевые исследования, теоретические решения и моделирование. Постановка соответствующей теоретической задачи в принципе сводится к выбору геометрической и физической модели рассматриваемого участка земной коры и к выбору предполагаемого механизма деформирования этого участка. Для получения конкретных числовых результатов, помимо данных о размерах и механических характеристиках материала рассматриваемого объема, надо располагать данными о силах, на него действующих, либо о смещениях на его границах. Источником необходимой для постановки и решения задачи информации должны быть результаты геологических и геофизических исследований. Первостепенную роль при этом, в частности, для перехода от модели к натуре играют данные о современных движениях, о характеристиках поля скоростей дневной поверхности, полученные путем непосредственных измерений. Укажем, что вопросы о связи этих характеристик с возможными нарушениями сплошности на глубине при различных механизмах деформирования земной коры затрагивались и ранее — (см. монографию [3]). Ясно, однако, что получить какие-либо конкретные зависимости, из которых вытекали бы количественные соотношения, можно лишь решив соответствующую задачу математической физики.

В работах [5, 11] рассматривалась задача поперечного изгиба слоя при вертикальном смещении участка основания, в частности, при смещении жесткого блока фундамента, ограниченного вертикальными разломами. Укажем, что для случая, когда на подошве отличны от нуля лишь вертикальные скорости, задача рассматривалась позднее в работе [6]. Постановка была весьма близкой к принятой в работах [5, 11], но более общей; предусматривалась возможность учета слоистости полосы, рельефа ее границ и многоблочность основания. Однако авторы [6] преследовали иные, более ограниченные, цели и решение строили иначе. Их интересовала лишь эволюция дневной поверхности и границ между слоями за некоторое геологическое время. Заметим, что переход от решения гидродинамической задачи к определению смещений связан с переходом от эйлеровых представлений к лагранжевым. При использовании упрощенных уравнений Навье — Стокса этот переход делается по существу с введением определенных ограничений. К сожалению, в работе [6], написанной предельно лаконично, этот вопрос не обсуждался.

Ниже, придерживаясь тех же исходных посылок и лишь несколько видоизменив методику, мы рассмотрим более общую задачу о напряженном состоянии и скоростях смещений линейно-вязкого слоя, на подошве которого заданы как вертикальные, так и горизонтальные скорости смещений. Предположим, что и те и другие задаются кусочно-постоянными функциями на конечных участках подошвы. Задача в такой постановке ассоциируется с определением напряжений и деформаций осадочного чехла при движениях фундамента, разбитого на блоки как вертикальными, так и наклонными разломами (рис. 1). Размеры слоя в плане, равно как и один из характерных размеров каждого из блоков фундамента, будем считать много большими, нежели мощ-

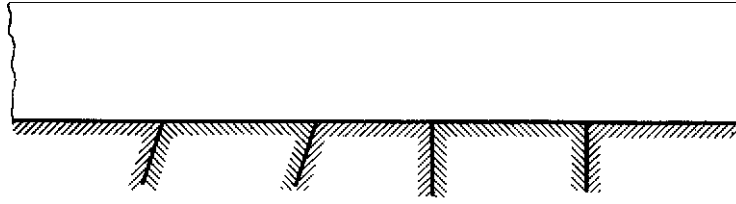


Рис. 1. Общая схема возможного расположения разломов

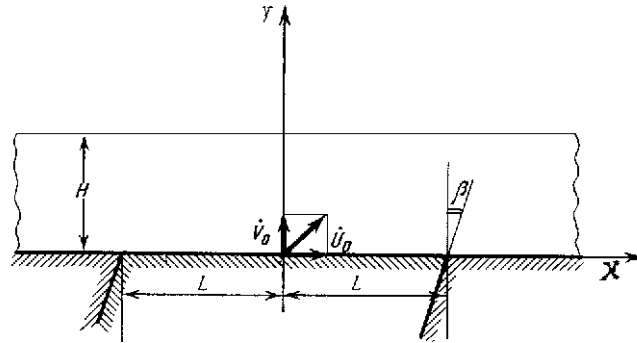


Рис. 2. Схема постановки задачи в случае движения блока

ность слоя. Вследствие этого деформация его может рассматриваться как плоская. Вязкость материала слоя будем считать постоянной, весьма высокой, движение его рассматривать как весьма медленное, «ползущее», а состояние как равновесное. При этих предположениях, после соответствующих упрощений уравнений Навье — Стокса разрешающее уравнение, как и при постановке в рамках классической теории упругости для линейно-упругого тела, сводится к бигармоническому. Решение целесообразно строить для бесконечной полосы при смешанных краевых условиях, когда на одной границе отсутствуют напряжения, а на другой — скорости смещений, отличные от нуля лишь на одном участке конечной длины. После этого надо применить метод «наложения решений».

1. Изложим решение указанной выше задачи для полосы. Пусть  $H$  — мощность слоя,  $2L$  — протяженность смещающегося участка основания (движущегося блока). Все остальное основание неподвижно, и между ним и слоем имеет место полный слип. Заметим, что по существу речь идет об относительных движениях, т. е. можно трактовать все основание как движущееся и лишь отрезок  $2L$  — как неподвижный. Отнесем слой к неподвижной прямоугольной системе координат  $XY$ , как показано на рис. 2. Для несжимаемого линейно-вязкого тела с вязкостью  $\eta$  в случае плоской деформации имеем известные формулы для компонент тензора напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_0 + 2\eta \frac{\partial \dot{U}}{\partial X}, \quad \sigma_y = \sigma_0 + 2\eta \frac{\partial \dot{V}}{\partial Y}, \quad \sigma_z = \sigma_0 = \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y), \\ \tau_{xy} &= \eta \left( \frac{\partial \dot{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \dot{V}}{\partial X} \right), \quad \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $\dot{U}$  и  $\dot{V}$  — скорости смещений  $U$  и  $V$  в направлениях  $X$  и  $Y$ . Отсюда следует, что

$$\frac{\partial \dot{U}}{\partial X} = -\frac{\partial \dot{V}}{\partial Y} = -\frac{1}{4\eta}(\sigma_x - \sigma_y). \quad (1.2)$$

Учитывая, что в дальнейшем все конкретные результаты могут быть получены лишь в численном виде, общности ради, перейдем к безразмерным

координатам, напряжениям и скоростям. Положим

$$\begin{aligned} x = X/H, \quad y = Y/H, \quad l = L/H, \quad p_x = H^2 \sigma_x / K, \quad p_y = H^2 \sigma_y / K, \\ p_{xy} = H^2 \tau_{xy} / K, \quad \dot{u} = \dot{U} / \dot{V}_*, \quad \dot{v} = \dot{V} / \dot{V}_*. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $K$  и  $\dot{V}_*$  — некоторые постоянные с размерностями силы и скорости, которые в каждой конкретной задаче могут быть выбраны наиболее целесообразным образом.

Введем безразмерную функцию напряжений  $\varphi(x, y)$  с помощью известных соотношений, тождественно удовлетворяющих уравнениям равновесия, записанным с учетом сил веса. Положим

$$\begin{aligned} \sigma_x = \frac{K}{H^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \rho g(H - Y), \quad \sigma_y = \frac{K}{H^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \rho g(H - Y); \\ \tau_{xy} = -\frac{K}{H^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial Y}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь  $\rho g$  — удельный вес материала слоя. Следовательно,

$$p_x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - K_1(1 - y), \quad p_y = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - K_1(1 - y), \quad p_{xy} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y}, \quad (1.5)$$

Где безразмерная

$$K_1 = \rho g H^3 / K. \quad (1.6)$$

Для определения скоростей смещений через функцию напряжений воспользуемся соотношениями (1.2). Переходя к безразмерным величинам, получим

$$\frac{\partial \dot{u}}{\partial x} = K_2 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right), \quad \frac{\partial \dot{v}}{\partial y} = -K_2 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right), \quad (1.7)$$

где безразмерная

$$K_2 = K / 4\eta H \dot{V}_*. \quad (1.8)$$

Перейдем к определению функции напряжений  $\varphi = \varphi(x, y)$ . Используя (1.1) и (1.4), получим уравнение

$$\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^4} = 0. \quad (1.9)$$

Применим метод Фурье разделения переменных и интегральную форму разрешающей функции, широко используемую при решении бигармонической задачи для бесконечной полосы (см., например, [9, 10]). Положим

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\alpha, y) \cos \alpha x \, d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} F_2(\alpha, y) \sin \alpha x \, d\alpha. \quad (1.10)$$

Здесь  $\alpha$  — аргумент, по которому ведется интегрирование. После подстановки (1.10) в (1.9) для функций  $F_i(\alpha, y)$ , где  $i = 1, 2$ , как известно, получаются уравнения

$$F_i^{IV}(\alpha, y) - 2\alpha^2 F_i''(\alpha, y) + \alpha^4 F_i(\alpha, y) = 0. \quad (1.11)$$

Общий интеграл этого уравнения и его производные по  $y$  определяются по формулам

$$\begin{aligned} F_i(\alpha, y) &= C_{i1} \operatorname{ch} \alpha y + C_{i2} \operatorname{sh} \alpha y + C_{i3} \alpha y \operatorname{ch} \alpha y + C_{i4} \alpha y \operatorname{sh} \alpha y, \\ F_i'(\alpha, y) &= \alpha [C_{i1} \operatorname{sh} \alpha y + C_{i2} \operatorname{ch} \alpha y + C_{i3} (\operatorname{ch} \alpha y + \alpha y \operatorname{sh} \alpha y) + \\ &\quad + C_{i4} (\operatorname{sh} \alpha y + \alpha y \operatorname{ch} \alpha y)], \\ F_i''(\alpha, y) &= \alpha^2 [F_i(\alpha, y) + 2(C_{i3} \operatorname{sh} \alpha y + C_{i4} \operatorname{ch} \alpha y)], \\ F_i'''(\alpha, y) &= \alpha^2 [F_i'(\alpha, y) + 2\alpha(C_{i3} \operatorname{ch} \alpha y + C_{i4} \operatorname{sh} \alpha y)]. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Здесь  $C_{ik}$  ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) — произвольные постоянные. Заменяя в формулах (1.5)  $\varphi$  по уравнению (1.10), получим

$$p_x = \int_{-\infty}^{\infty} F_1''(\alpha, y) \cos \alpha x \, d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} F_2''(\alpha, y) \sin \alpha x \, d\alpha - K_1(1-y), \quad (1.13)$$

$$p_y = - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 F_1(\alpha, y) \cos \alpha x \, d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 F_2(\alpha, y) \sin \alpha x \, d\alpha - K_1(1-y), \quad (1.14)$$

$$p_{xy} = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha F_1'(\alpha, y) \sin \alpha x \, d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha F_2'(\alpha, y) \cos \alpha x \, d\alpha. \quad (1.15)$$

Чтобы получить формулы для определения скоростей смещений, подставим (1.10) в выражения (1.7) и проинтегрируем первое из них по  $x$ , а второе — по  $y$ . Будем иметь

$$\dot{u} = K_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [F_1''(\alpha, y) + \alpha^2 F_1(\alpha, y)] \frac{\sin \alpha x}{\alpha} \, d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} [F_2''(\alpha, y) + \alpha^2 F_2(\alpha, y)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} \, d\alpha \right\} + f_1(y), \quad (1.16)$$

$$\dot{v} = K_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 3F_1'(\alpha, y) - \frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, y) \right] \cos \alpha x \, d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, y) - 3F_2'(\alpha, y) \right] \sin \alpha x \, d\alpha \right\} + f_2(x). \quad (1.17)$$

Здесь  $f_1(y)$  и  $f_2(x)$  — произвольные функции своих аргументов. Для определения этих функций подставим, предварительно перейдя к безразмерным величинам и используя (1.15)—(1.17),  $p_{xy}$ ,  $\partial \dot{u} / \partial y$  и  $\partial \dot{v} / \partial x$  в выражение (1.1) для  $\tau_{xy}$ , которое должно удовлетворяться тождественно. Получим  $\partial f_1(y) / \partial y + \partial f_2(x) / \partial x = 0$ . Откуда следует, что

$$f_1(y) = B_1(y) + B_2, \quad f_2(x) = -B_1 x + B_3, \quad (1.18)$$

где  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$  — произвольные постоянные. Заметим, что они отвечают смещениям слоя как абсолютно твердого тела, и, следовательно, можно наперед положить

$$B_1 = B_2 = B_3 = 0. \quad (1.19)$$

Сформулируем краевые условия. Будем, как уже говорилось, предполагать, что на дневной поверхности при  $Y = H$  отсутствуют напряжения  $\sigma_y$  и  $\tau_{xy}$ , на подошве при  $Y = 0$  — скорости смещений  $\dot{U}$  и  $\dot{V}$ , за исключением участка  $|X| \leq L$  (см. рис. 2), где эти скорости постоянны:  $\dot{U} = \dot{U}_0$ ,  $\dot{V} = \dot{V}_0$ . В безразмерных величинах будем иметь

$$y = 1: p_y = 0, p_{xy} = 0; \quad (1.20)$$

$$y = 0: \begin{cases} \dot{u} = 0, & \dot{v} = 0 & \text{при } |x| \geq l, \\ \dot{u} = \dot{u}_0, & \dot{v} = \dot{v}_0 & \text{при } |x| \leq l, \end{cases} \quad (1.21)$$

где  $\dot{u}_0 = \dot{U}_0 / \dot{V}_*$ ,  $\dot{v}_0 = \dot{V}_0 / \dot{V}_*$ .

На основании (1.20) и формул (1.14) и (1.15) получим

$$F_1(\alpha, 1) = 0, \quad F_2(\alpha, 1) = 0, \quad F_1'(\alpha, 1) = 0, \quad F_2'(\alpha, 1) = 0. \quad (1.23)$$

Чтобы получить условия на подошве через соответствующие значения функций  $F_i$  и их производных, полагая  $y = 0$  в формулах (1.16)—(1.19), найдем,

что

$$\dot{u}(x) = K_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [F_1''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_1(\alpha, 0)] \frac{\sin \alpha x}{\alpha} d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} [F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} d\alpha \right\}, \quad (1.24)$$

$$\dot{v}(x) = K_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) \right] \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, 0) - 3F_2'(\alpha, 0) \right] \sin \alpha x d\alpha \right\}. \quad (1.25)$$

Воспользуемся теперь преобразованием Фурье для четной функции вида

$$\Phi(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \alpha x d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda. \quad (1.26)$$

Применим эту формулу к выражениям  $\dot{u}(x)$  и  $\dot{v}(x)$ , учитывая, что в силу (1.21) обе эти функции четные. На основании (1.24) получим

$$-K_2 \int_{-\infty}^{\infty} [F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \alpha x d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \dot{u}(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda, \quad (1.27)$$

$$F_1''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_1(\alpha, 0) = 0. \quad (1.28)$$

Из (1.27) вытекает, что

$$-K_2 [F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0)] \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{u}(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda.$$

Но, как видно из (1.21),

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dot{u}(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \dot{u}_0 \cos \alpha \lambda d\lambda = 2\dot{u}_0 \frac{\sin \alpha l}{\alpha}.$$

Следовательно,

$$F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0) = -\frac{\dot{u}_0}{K_2} \frac{\sin \alpha l}{\pi}. \quad (1.29)$$

На основании (1.25), используя (1.26), получим

$$K_2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) \right] \cos \alpha x d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \alpha x d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \dot{v}(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda, \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, 0) - 3F_2'(\alpha, 0) = 0. \quad (1.31)$$

Из (1.30) вытекает, что

$$K_2 \left[ \frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{v}(\lambda) \cos \alpha \lambda d\lambda.$$

Откуда, используя (1.22), окончательно получим

$$\frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) = \frac{\dot{v}_0}{K_2} - \frac{\sin \alpha l}{\pi \alpha}. \quad (1.32)$$

Как видно, первое и третье из уравнений (1.23) совместно с (1.28) и (1.32) образуют систему четырех уравнений относительно четырех неизвестных постоянных  $C_{1k}$ , а второе и четвертое из (1.23) совместно с (1.29) и (1.31) — аналогичную систему относительно постоянных  $C_{2k}$ . Дальнейшее решение целесообразно проводить, конкретизируя масштабные размерные константы  $K$  и  $\dot{V}_*$  и одновременно обобщая решение так, чтобы охватить случай поднятия и опускания блока. Положим

$$\dot{V}_* = |\dot{V}_0|, \quad K = 4\eta H |\dot{V}_0|, \quad (1.33)$$

тогда, как следует из (1.6), (1.8) и (1.22),

$$K_1 = \frac{\rho g H^2}{4\eta |\dot{V}_0|}, \quad K_2 = 1, \quad \dot{u}_0 = \frac{\dot{U}_0}{|\dot{V}_0|} = \aleph \operatorname{tg} \beta, \quad \dot{v}_0 = \aleph. \quad (1.34)$$

Здесь  $\aleph = \pm 1 = \operatorname{sign} \dot{V}_0$ ,  $\beta$  — двугранный угол между вертикальной плоскостью и плоскостью разлома, отсчитываемый от оси  $y$  по часовой стрелке (см. рис. 2). Выпишем системы для определения  $C_{ik}$ , учитывая (1.34). Получим

$$\begin{aligned} C_{11} \operatorname{ch} \alpha + C_{12} \operatorname{sh} \alpha + C_{13} \alpha \operatorname{ch} \alpha + C_{14} \alpha \operatorname{sh} \alpha &= 0, \\ C_{11} \operatorname{sh} \alpha + C_{12} \operatorname{ch} \alpha + C_{13} (\operatorname{ch} \alpha + \alpha \operatorname{sh} \alpha) + C_{14} (\operatorname{sh} \alpha + \alpha \operatorname{ch} \alpha) &= 0, \\ C_{11} + C_{14} &= 0, \quad C_{12} = -\aleph \psi; \end{aligned} \quad (1.35)$$

$$\begin{aligned} C_{21} \operatorname{ch} \alpha + C_{22} \operatorname{sh} \alpha + C_{23} \alpha \operatorname{ch} \alpha + C_{24} \alpha \operatorname{sh} \alpha &= 0, \\ C_{21} \operatorname{sh} \alpha + C_{22} \operatorname{ch} \alpha + C_{23} (\operatorname{ch} \alpha + \alpha \operatorname{sh} \alpha) + C_{24} (\operatorname{sh} \alpha + \alpha \operatorname{ch} \alpha) &= 0, \\ C_{21} + C_{24} &= -\aleph \psi \operatorname{tg} \beta, \quad C_{22} = 0, \end{aligned} \quad (1.36)$$

$$\psi = \frac{\sin \alpha l}{2\pi \alpha^2}.$$

Решая системы (1.35), (1.36), получим

$$\begin{aligned} C_{11} = -C_{14} &= \frac{\operatorname{ch} \alpha \operatorname{sh} \alpha - \alpha}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \aleph \psi, \quad C_{12} = -\aleph \psi, \quad C_{13} = \frac{\operatorname{ch}^2 \alpha}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \aleph \psi, \\ C_{21} &= -\frac{\alpha^2}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \aleph \psi \operatorname{tg} \beta, \quad C_{22} = 0, \quad C_{23} = \frac{\operatorname{ch} \alpha \operatorname{sh} \alpha + \alpha}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \aleph \psi \operatorname{tg} \beta, \\ C_{24} &= -\frac{\operatorname{ch}^2 \alpha}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \aleph \psi \operatorname{tg} \beta. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Подставив значения  $C_{ik}$  в выражения (1.12) для  $F_i(\alpha, y)$  и ее производных и подставляя в свою очередь полученные выражения в формулы (1.13)—(1.15), можно после ряда преобразований получить следующие формулы для безразмерных напряжений:

$$p_x = \frac{\aleph}{\pi} \left\{ \int_0^\infty \Phi_{11}(\alpha, y) \sin \alpha l \cos \alpha x \, d\alpha + \operatorname{tg} \beta \int_0^\infty \Phi_{12}(\alpha, y) \sin \alpha l \sin \alpha x \, d\alpha \right\} - K_1(1-y), \quad (1.38)$$

$$p_y = \frac{\aleph}{\pi} \left\{ \int_0^\infty \Phi_{21}(\alpha, y) \sin \alpha l \cos \alpha x \, d\alpha + \operatorname{tg} \beta \int_0^\infty \Phi_{22}(\alpha, y) \sin \alpha l \sin \alpha x \, d\alpha \right\} - K_1(1-y), \quad (1.39)$$

$$p_{xy} = \frac{\aleph}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \Phi_{31}(\alpha, y) \sin \alpha l \sin \alpha x d\alpha + \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \Phi_{32}(\alpha, y) \sin \alpha l \cos \alpha x d\alpha \right\}. \quad (1.40)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Phi_{11}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \operatorname{ch} \alpha [ \alpha y \operatorname{ch} \alpha (1-y) - \operatorname{sh} \alpha (1-y) ] + \alpha [ \operatorname{ch} \alpha y - \alpha (1-y) \operatorname{sh} \alpha y ] \}, \\ \Phi_{21}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha [ \operatorname{ch} \alpha y + \alpha (1-y) \operatorname{sh} \alpha y ] - \operatorname{ch} \alpha [ \operatorname{sh} \alpha (1-y) + \alpha y \operatorname{ch} \alpha (1-y) ] \}, \\ \Phi_{31}(\alpha, y) &= -\frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha^2 (1-y) \operatorname{ch} \alpha y + \alpha y \operatorname{ch} \alpha \operatorname{sh} \alpha (1-y) \}; \end{aligned} \quad (1.41)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{12}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha [ 2 \operatorname{sh} \alpha y - \alpha (1-y) \operatorname{ch} \alpha y ] + \operatorname{ch} \alpha [ \alpha y \operatorname{sh} \alpha (1-y) - 2 \operatorname{ch} \alpha (1-y) ] \}, \\ \Phi_{22}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha^2 (1-y) \operatorname{ch} \alpha y - \alpha y \operatorname{ch} \alpha \operatorname{sh} \alpha (1-y) \}, \\ \Phi_{32}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha [ \alpha (1-y) \operatorname{sh} \alpha y - \operatorname{ch} \alpha y ] + \operatorname{ch} \alpha [ \alpha y \operatorname{ch} \alpha (1-y) - \operatorname{sh} \alpha (1-y) ] \}. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Действуя аналогичным образом для получения формул скоростей смещений, надо воспользоваться формулами (1.16) и (1.17), где учесть, что  $f_1(y) = f_2(x) = 0$ , как следует из (1.18) и (1.19). После ряда преобразований получим

$$\dot{u} = \frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \Phi_{41}(\alpha, y) \frac{\sin \alpha l}{\alpha} \sin \alpha x d\alpha + \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \Phi_{42}(\alpha, y) \frac{\sin \alpha l}{\alpha} \cos \alpha x d\alpha \right\}, \quad (1.43)$$

$$\dot{v} = \frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \Phi_{51}(\alpha, y) \frac{\sin \alpha l}{\alpha} \cos \alpha x d\alpha + \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \Phi_{52}(\alpha, y) \frac{\sin \alpha l}{\alpha} \sin \alpha x d\alpha \right\}, \quad (1.44)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Phi_{41}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha y \operatorname{ch} \alpha \operatorname{ch} \alpha (1-y) - \alpha^2 (1-y) \operatorname{sh} \alpha y \}, \\ \Phi_{51}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha [ \alpha (1-y) \operatorname{ch} \alpha y + \operatorname{sh} \alpha y ] + \operatorname{ch} \alpha [ \alpha y \operatorname{sh} \alpha (1-y) + \operatorname{ch} \alpha (1-y) ] \}; \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{42}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha [ \alpha (1-y) \operatorname{ch} \alpha y - \operatorname{sh} \alpha y ] + \operatorname{ch} \alpha [ \operatorname{ch} \alpha (1-y) - \alpha y \operatorname{sh} \alpha (1-y) ] \}, \\ \Phi_{52}(\alpha, y) &= \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2} \{ \alpha^2 (1-y) \operatorname{sh} \alpha y + \alpha y \operatorname{ch} \alpha (1-y) \operatorname{ch} \alpha \}. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Пользуясь формулами (1.38)—(1.42), можно построить картину напряженного состояния слоя как при поднятии, так и при опускании блока основания, ограниченного наклонными разломами. Ориентация последних определяется углом  $\beta$ . Если блок поднимается, то  $\dot{V}_0 > 0$  и  $\aleph = +1$ ; если блок опускается, то  $\dot{V}_0 < 0$  и  $\aleph = -1$ . Таким образом, первые не зависящие от массы слагае-



мые в выражениях нормальных напряжений в случаях поднятия и опускания блока фундамента будут отличаться лишь знаками. Формулы для скоростей смещений (1.43) и (1.44) полностью характеризуют картину движения слоя. Они также справедливы как при поднятии блока, когда  $\aleph = +1$ , так и при опускании его, когда  $\aleph = -1$ .

В статьях [5, 11] рассматривалась задача о напряженном состоянии и скоростях смещений слоя при вертикальных движениях блока фундамента ( $\beta = 0$ ). Подынтегральные функции в выражениях напряжений и скоростей смещений там были приведены для случая опускающегося блока. Легко убедиться, что они лишь знаками отличаются от приведенных выше выражений  $\Phi_{i1}(\alpha, y)$  (см. 1.41) и (1.45)). Заметим, кстати, что в [5, 11] в формуле  $\Phi_2(\alpha, y)$  надо исправить две ошибки в знаках; — поменять с минуса на плюс знак перед всей правой частью и между слагаемыми во второй квадратной скобке.

2. С прикладной точки зрения наибольший интерес, видимо, представляет исследование напряженного состояния слоя, имитирующего осадочный чехол, в надразломной зоне. Именно там следует ожидать, вызванного движением блока основания наибольшего возмущения начального поля напряжений, а следовательно, и нарушений сплошности. Большой практический интерес, как уже говорилось, представляют и поиски соответствия напряженного состояния полю скоростей современных движений дневной поверхности, в первую очередь, — полю вертикальных скоростей и их градиентов. В работах [5, 11] излагались некоторые соображения на этот счет, в частности, указывалось, что на подошве слоя, в окрестности разлома напряжения неограниченно возрастают, а на поверхности на некотором участке, расположенном над разломом, вертикальные скорости изменяются от значений, близких к скорости движущегося блока, до нулевых, причем именно на этом участке градиент скорости достигает максимума. Ниже мы приведем результаты детального исследования этих вопросов для случая опускающегося блока, а затем коснемся и более общих случаев.

Нам представляется, что теоретические исследования такого рода, дополненные экспериментами на моделях и в комплексе с геолого-геофизической информацией, в первую очередь с использованием результатов обработки геодезических измерений на земной поверхности, могут не только дать представление о напряженном состоянии верхних слоев земной коры, но и вскрыть картину нарушений сплошности в осадочном чехле и фундаменте в пределах изучаемого района.

Итак, предположим, что  $V_0 < 0$ . Безразмерные напряжения и скорости смещений в слое будут определяться по формулам (1.38) — (1.40) и (1.43), (1.44), где положено  $\aleph = -1$ . Коротко остановимся на расчетной процедуре. Для вычисления напряжений и скоростей в какой-либо точке слоя с координатами,  $x$ ,  $y$  надо при заданных  $l$  и  $\beta$  вычислять несобственные интегралы, зафиксировав  $l$ ,  $x$  и  $y$  в подынтегральных функциях. Как видно из формул (1.38) — (1.41) и (1.43) — (1.45), все эти функции при конечных значениях  $\alpha$  не имеют особенностей. Однако с ростом  $\alpha$  числители и знаменатели в выражениях  $\Phi_{i1}(\alpha, y)$  и  $\Phi_{i2}(\alpha, y)$  неограниченно растут, грубо говоря, по экспоненциальным законам. Поэтому целесообразно каждый интеграл представить в виде суммы двух, один из которых имеет конечные пределы, а второй — бесконечный верхний предел. Первый затем вычисляется с помощью формулы трапеций или Симпсона, а второй, после асимптотического представления подынтегральной функции, сводится к табличному. Проиллюстрируем сказанное на примере определения, скажем,  $p_x$  при  $l = 2$ ,  $\beta = 0$  в точке  $x = 1$ ,  $y = 1$ . Согласно (1.38)

$$p_x(1, 1) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Phi_{11}(\alpha, 1) \sin 2\alpha / (\cos \alpha) d\alpha,$$

но  $\Phi_{11}(\alpha, 1) = 2\alpha \operatorname{ch} \alpha / (\operatorname{ch}^2 \alpha + \alpha^2)$ , а при  $\alpha \geq \Omega \gg 1$

$$\Phi_{11}(\alpha, 1) \approx 4\alpha e^{-\alpha}$$

Таким образом,

$$p_x(1, 1) = -\frac{1}{\pi} \left\{ 2 \int_0^{\Omega} \frac{a \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \sin 2a \cos a \, da + 4 \int_{\Omega}^{\infty} a e^{-a} \sin 2a \cos a \, da \right\} =$$

$$= -\frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\Omega} \left( \frac{a \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} - 2a e^{-a} \right) \sin 2a \cos a \, da + 2 \int_0^{\infty} a e^{-a} \sin 2a \cos a \, da \right\}.$$

Первый интеграл находится численно, второй, как видно, сводится к табличным (см. [4]). Результаты вычислений будут тем точнее, чем большей выбирается  $\Omega$ . В конечном счете ее выбор обуславливается возможностями ЭВМ. При этом, учитывая, что под интегралом множителями входят гармонические функции, целесообразно выбирать  $\Omega$  кратным  $2\pi$  и шаг при численном счете также задавать в долях  $\pi$ . Используя указанные приемы, разумно варьируя густоту сетки, можно, как уже говорилось, определить поле напряжений  $p_x$ ,  $p_y$  и  $p_{xy}$  и поле скоростей  $\dot{u}$  и  $\dot{v}$ . Для выявления областей возможных нарушений сплошности на основе использования условий прочности для горных пород целесообразно определить главные напряжения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , а также главные касательные напряжения  $\tau_{12}$ . В плоской задаче, как известно,

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} \{ \sigma_x + \sigma_y + \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2} \},$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2} \{ \sigma_x + \sigma_y - \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2} \}, \quad (2.1)$$

$$\tau_{12} = \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2}.$$

Введем безразмерные главные нормальные и касательные напряжения

$$p_1 = \sigma_1 \frac{H^2}{K}, \quad p_2 = \sigma_2 \frac{H^2}{K}, \quad p_{12} = \tau_{12} \frac{H^2}{K} \quad (2.2)$$

Тогда на основании (2.1)

$$p_1 = \frac{1}{2} \{ p_x + p_y + \sqrt{(p_x - p_y)^2 + 4p_{xy}^2} \},$$

$$p_2 = \frac{1}{2} \{ p_x + p_y - \sqrt{(p_x - p_y)^2 + 4p_{xy}^2} \}, \quad (2.3)$$

$$p_{12} = \frac{1}{2} \sqrt{(p_x - p_y)^2 + 4p_{xy}^2}.$$

Компоненты безразмерной скорости поверхности  $\dot{u}(x, 1)$  и  $\dot{v}(x, 1)$  определяются непосредственно по формулам (1.43) и (1.44), где также положено  $\aleph = -1$  и в выражениях подынтегральных функций  $y = 1$ . На основании (1.45) и (1.46) получим

$$\Phi_{41}(a, 1) = \frac{a \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2}, \quad \Phi_{42}(a, 1) = \frac{\operatorname{ch} a - a \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2}, \quad (2.4)$$

$$\Phi_{51}(a, 1) = \frac{a \operatorname{sh} a + \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2}, \quad \Phi_{52}(a, 1) = \frac{a \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2}$$

Следовательно,

$$\dot{u}(x, 1) = -\frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \sin a l \sin ax \, da + \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{ch} a - a \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \frac{\sin a l}{a} \cos ax \, da \right\}, \quad (2.5)$$

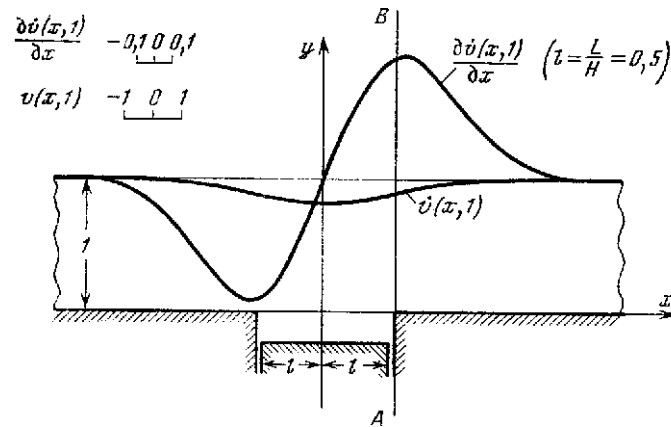
$$\dot{v}(x, 1) = -\frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{a \operatorname{sh} a + \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \frac{\sin a l}{a} \cos ax \, da + \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \sin a l \sin ax \, da \right\}. \quad (2.6)$$

В настоящее время в распоряжении исследователя в подавляющем большинстве случаев имеются данные лишь о скоростях вертикальных движений поверхности. Если рассматривать движение слоя, вызываемое смещениями блоков фундамента, относительно близкими к вертикальным, при не слишком больших углах  $\beta$ , то можно ожидать, что и на поверхности вертикальная компонента скорости существенно превалирует над горизонтальной. Последнее, кстати сказать, непосредственно подтверждается расчетами по формулам (2.5) и (2.6). Используя сведения именно о градиентах  $\dot{v}(x, 1)$ , М. В. Гзовский предлагал (см. [3]) судить о напряженном состоянии земной коры. Действительно, как это будет ясно из дальнейшего,  $\text{grad } \dot{v}(x, 1) = \frac{\partial}{\partial x} [\dot{v}(x, 1)]$  несет информацию, весьма существенную для изучения всего комплекса вопросов, которым посвящена настоящая работа. Разумеется, имея в виду возможные дальнейшие исследования и будущее расширение наших сведений о горизонтальных смещениях, несомненно станет целесообразным включение  $\dot{u} = \dot{u}(x, 1)$  в круг функций, поведение которых при различных механизмах земной коры следует изучать. Однако, учитывая обстоятельства, затронутые выше, здесь мы ограничимся лишь изучением вертикальной компоненты скорости поверхности и ее градиента. На основании (2.6) получим

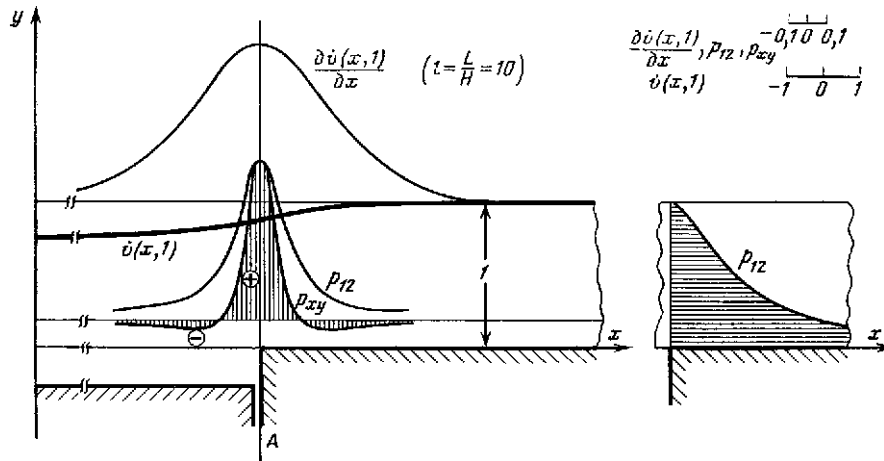
$$\text{grad } \dot{v}(x, 1) = \frac{\partial}{\partial x} [\dot{v}(x, 1)] = \frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{a \operatorname{sh} a + \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \sin a l \sin a x \, da - \operatorname{tg} \beta \int_0^{\infty} \frac{a \operatorname{ch} a}{\operatorname{ch}^2 a + a^2} \sin a l \cos a x \, da \right\} \quad (2.7)$$

Обратимся сначала к результатам расчетов для случая вертикального смещения блока фундамента, когда  $\beta = 0$  и вторые слагаемые в скобках в формулах (1.38) — (1.40), (1.43) и (1.44), а следовательно, и в (2.5) и (2.7) отсутствуют. Не останавливаясь на материалах, уже опубликованных в [5, 11], напомним лишь, что при любом  $l$  в окрестности угловой точки  $(l, 0)$  компоненты тензора напряжений неограниченно возрастают. На подошве  $p_x = p_y$ , причем при переходе через сечение  $x = l$  они меняют знак на обратный; со стороны опускающегося блока эти напряжения растягивающие, со стороны неподвижного — сжимающие. Основное возмущение начального поля напряжений, определяемого при данной постановке, очевидно, как гидростатическое, имеет место в надразломных зонах. При относительно малых  $l$ , скажем, при расстоянии между границами движущегося блока, равном мощности слоя ( $l = 0,5$ ), явно ощущается взаимное влияние этих зон возмущений — напряжения во всей средней части массива существенно отличаются от гидростатических, скорость вертикального движения поверхности и ее градиент меняются, как показано на рис. 3. Максимальная по модулю скорость  $\dot{v}(0, 1)$  существенно меньше скорости движения блока, а максимум градиента скорости и поверхности хотя и находится в надразломной зоне, но смещен к середине слоя по отношению к вертикали  $AB$  — границе между блоками. При относительно больших  $l$ , практически уже начиная с  $l = 2$ , взаимное влияние возмущений перестает сказываться. Кинематическая картина и напряженное состояние стабилизируются в том смысле, что перестают зависеть от  $l$ . Строго говоря, уже можно считать, что речь идет об исследовании напряженного состояния и скоростей смещений слоя в зоне над разломом, разделяющим два движущихся друг относительно друга блока фундамента.

Опишем кратко результаты этого исследования, условно по-прежнему считая блок, расположенный справа от разлома, неподвижным, блок слева — опускающимся, и отвлекаясь пока от учета напряжений, вызванных собственным весом слоя, поскольку они не скажутся ни на скоростях смещений, ни на касательных напряжениях. Прежде всего следует отметить, что зона возмущенного состояния практически охватывает лишь участок слоя, длиной, примерно равной двум мощностям, симметрично расположенный по отношению

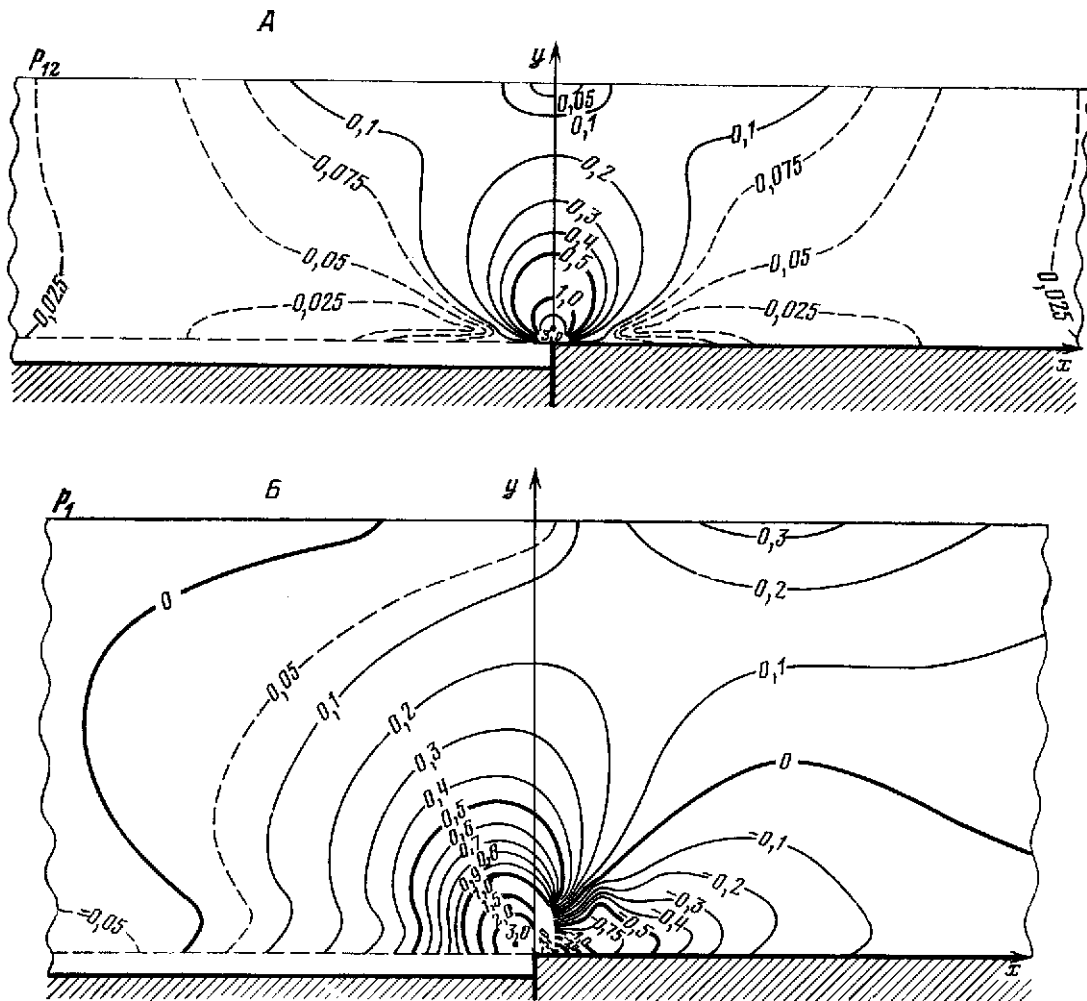


**Рис. 3.** Графики вертикальной скорости свободной поверхности и ее градиента для случая  $l = L/H = 0,5$



**Рис. 4.** Графики касательных напряжений, скорости свободной поверхности и ее градиента в надразломной зоне

к вертикали АВ — границе между блоками. В пределах этого участка напряжения в горизонтальном направлении изменяются симметричным или антисимметричным образом по отношению к той же вертикали. Вне этого участка напряжения, вызванные движением фундамента, практически отсутствуют. В вертикальной полосе, шириной порядка  $0,02H$ , расположенной непосредственно над разломом и проходящей почти по всей мощности слоя, исключить надо лишь окрестности подошвы и поверхности, обе нормальных компоненты напряжения минимум на десятичный порядок по модулю меньше касательных (см. таблицу). Таким образом, эта полоса оказывается находящейся в условиях, близких к чистому сдвигу, а напряжения  $\tau_{xy}$  близки к главным касательным  $\tau_{12}$ . На рис. 4 дан график, характеризующий изменение  $p_{12}$  по вертикали АВ и характерные графики  $p_{xy}$  и  $p_{12}$  в надразломной зоне, построенные при  $y = 0,20$ . Все эти кривые имеют максимумы на вертикали АВ. На рис. 5, А приведены изолинии  $p_{12}$ , выпукло иллюстрирующие сказанное выше. На рис. 4 приведены также графики вертикальной скорости дневной поверхности. В средней части области возмущения, в зоне шириной порядка мощности, скорость  $\dot{v}(x, 1)$  изменяется существенно, и над разломом ее график имеет точку перегиба. Соответственно  $\partial \dot{v}(x, 1)/\partial x$  в этой зоне резко возрастает до максимума, а затем также резко падает. Кривая градиента симметрична относительно той же вертикали, что и кривая  $p_{12}$ , и максимум также строго нахо-



**Рис. 5.** Изолинии главных касательных  $p_{12}$  (А), нормальных  $p_1$  (Б),  $p_2$  (В) и эквивалентных  $p_{эке}$  (Г) напряжений

дится над разломом. Вне зоны возмущения графики  $\dot{v}(x, 1)$  и  $\partial \dot{v}(x, 1)/\partial x$  практически горизонтальны. Это означает, что там скорости поверхности совпадают со скоростями движения фундамента. Как видно из сопоставления графиков  $p_{12}$  с кривой градиента вертикальной скорости, наблюдается несомненное их подобие, как, впрочем, и следовало ожидать в случае чистого сдвига. Однако даже из результатов решения данной задачи, где рассмотрен один из типичных встречающихся в природе механизмов складкообразования с возникновением зоны «сдвигания» [3], нельзя считать  $\tau_{\max}$  и  $\text{grad} \dot{v}(x, 1)$  просто пропорциональными друг другу, ясно, что лишний раз подтверждается, что в вошедшей в литературу формуле  $\tau_{\max} = \tau_{12} = \eta \Phi \text{grad} \dot{v}(x, 1)$  на  $\Phi$  нельзя смотреть как на некоторую константу, присущую данному механизму. Даже в окрестности оси симметрии кривых  $p_{12}$  и  $\partial \dot{v}(x, 1)/\partial x$ , т.е. в узкой вертикальной зоне над разломом, где напряженное состояние практически является чистым сдвигом,  $p_{12}$ , а следовательно, и  $\Phi$  являются функцией  $y$ , притом монотонно возрастающей от поверхности к подошве.

На рис. 5, Б и В показаны изолинии главных нормальных напряжений, но найденных уже с учетом веса слоя, т.е. изолинии величин  $p_1 - K_1(1 - y)$  и  $p_2 - K_1(1 - y)$ . При вычислении  $K_1$  по формуле (1.34) было принято  $\rho g = 2,4 \text{ Г/см}^3$ ,  $H = 2 \text{ км}$ ,  $\eta = 10^{22} \text{ пз}$ ,  $|\dot{V}_0| = 1 \text{ см/год}$ . Описанная выше кар-

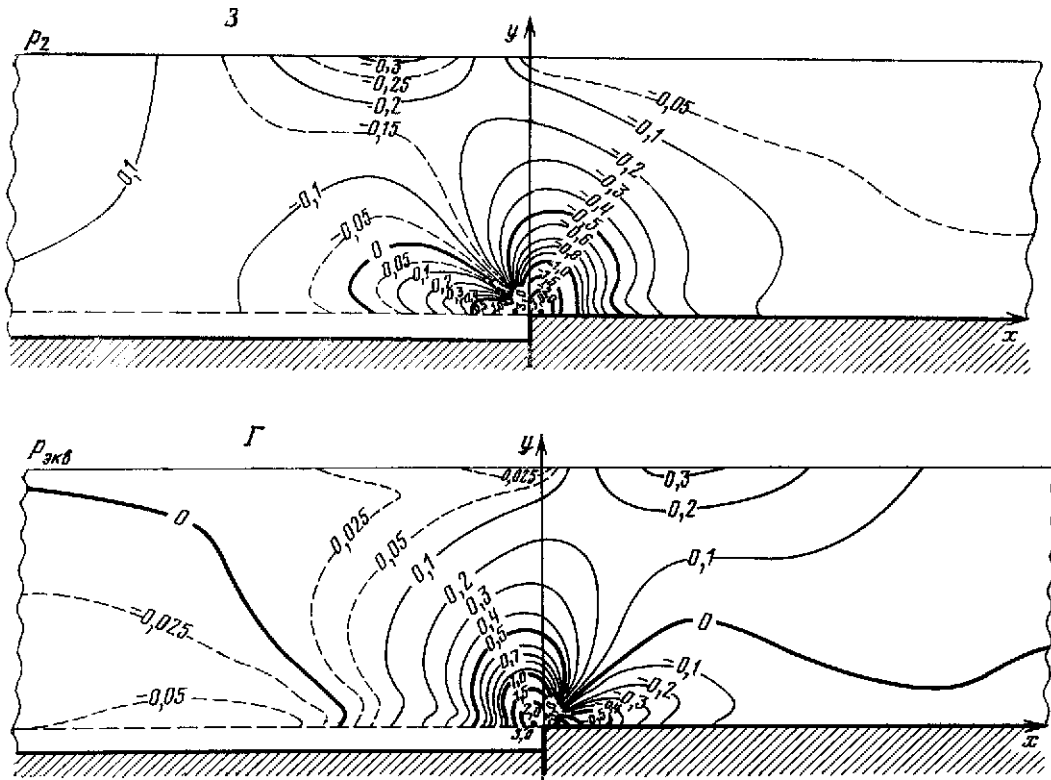


Рис. 5. (Окончание)

тина напряженного состояния слоя, иллюстрирующаяся графиками и изолиниями напряжений, позволяет высказать некоторые соображения о возможных нарушениях сплошности. Так, естественно предположить, что разрушения сколового типа образуются в той узкой надразломной полосе, где имеет место резкий всплеск касательных напряжений, особенно вблизи подошвы слоя. Однако если исходить из гипотезы прочности О. Мора, которая с поправками на всестороннее давление представляется наиболее приемлемой применительно к горным породам в толще земной коры [3], то следует ожидать нарушений сплошности в первую очередь там, где наряду с высокими касательными напряжениями имеют место растягивающие нормальные напряжения. Согласно теории О. Мора, прочность связывается с предельной величиной некоторого «приведенного» касательного напряжения  $\tau_{пр} = |\tau_n| + f\sigma_n$ , где  $\tau_n$  и  $\sigma_n$  — напряжения на произвольной площадке. Коэффициент  $f$  зависит от материала и приблизительно определяется через величины пределов прочности  $\sigma_{bp}$  — при растяжении и  $\sigma_{bc}$  — при сжатии по формуле

$$f = \frac{\sigma_{bc} - \sigma_{bp}}{2\sqrt{\sigma_{bc}\sigma_{bp}}}. \text{ Условие прочности принимает вид}$$

$$(\tau_{пр})_{\max} = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{bc}\sigma_{bp}}. \quad (2.8)$$

То же условие можно выразить и через предельную величину некоторого нормального «эквивалентного» напряжения по формуле

$$\sigma_s = \sigma_1 - k\sigma_2 = \sigma_{bp} \quad (2.9)$$

Здесь  $k = \sigma_{bp} / \sigma_{bc}$ . Переходя к безразмерным  $p_s = \sigma_s H^2 / K$ ,  $p_{bp} = \sigma_{bp} H^2 / K$  и  $p_{bc} = \sigma_{bc} H^2 / K$  и под  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  подразумевая главные напряжения, найденные с учетом сил веса, получим

$$p_s = p_1 - K_1(1-y) - k[p_2 - K_1(1-y)]. \quad (2.10)$$

$x$	$y$	$p_x \cdot 10^{-2}$	$p_y \cdot 10^{-2}$	$p_{xy} \cdot 10^{-2}$	$x$	$y$	$p_x \cdot 10^{-2}$	$p_y \cdot 10^{-2}$	$p_{xy} \cdot 10^{-2}$
9,90	0	156,0	156,0	9,96	10,01	0	-1591,0	-1591,0	10,1
	0,1	-2,30	156,0	7,26		0,1	15,7	-46,6	162,0
	0,2	-20,8	78,9	43,5		0,2	4,12	-11,5	84,4
	0,3	-14,1	40,6	42,0		0,3	1,90	-4,89	56,8
	0,4	-9,44	22,8	35,6		0,4	1,11	-2,55	42,4
	0,5	-6,88	13,4	29,6		0,5	0,759	-1,46	33,3
	0,6	-5,61	7,94	24,4		0,6	0,596	-0,847	26,6
	0,7	-5,25	4,43	19,6		0,7	0,545	-0,468	21,0
	0,8	-5,74	2,08	14,5		0,8	0,588	-0,219	15,5
	0,9	-7,30	0,584	8,35		0,9	0,745	-0,061	8,9
1,0	-10,5	0	0	1,0	1,07	0	0		
9,95	0	317,0	317,0	10,1	10,05	0	-317,0	-317,0	10,1
	0,1	-39,4	164,0	83,8		0,1	+39,3	-164,0	83,8
	0,2	-17,4	52,1	71,5		0,2	17,4	-52,1	71,5
	0,3	-8,80	23,3	52,7		0,3	8,80	-23,3	52,7
	0,4	-5,33	12,4	40,6		0,4	5,33	-12,4	40,6
	0,5	-3,70	7,14	32,4		0,5	3,70	-7,14	32,4
	0,6	2,94	4,17	26,1		0,6	2,94	-4,17	26,1
	0,7	-2,70	2,31	20,7		0,7	2,70	-2,31	20,7
	0,8	-2,92	0,1,8	15,2		0,8	2,92	-1,08	15,2
	0,9	-3,70	0,303	8,77		0,9	3,70	-0,303	8,77
1,0	-5,34	0	0	1,0	5,34	0	0		
9,99	0	1591	1591	10,0	10,10	0	-156,0	-156,0	9,26
	0,1	-15,68	46,6	162,0		0,1	2,30	-156,0	7,26
	0,2	-4,12	11,5	84,4		0,2	20,8	-78,9	43,5
	0,3	-1,90	4,89	56,8		0,3	14,1	-40,6	42,0
	0,4	-1,11	2,55	42,4		0,4	9,44	-22,8	35,6
	0,5	-0,759	1,46	33,3		0,5	6,88	-13,4	29,6
	0,6	-0,596	0,847	26,6		0,6	5,61	-7,94	24,4
	0,7	-0,545	0,468	21,0		0,7	5,25	-4,43	19,6
	0,8	-0,588	0,219	15,5		0,8	5,74	-2,08	14,5
	0,9	-0,745	0,061	8,90		0,9	7,30	-0,584	8,35
1,0	-1,07	0	0	1,0	10,5	0	0		
10,0	0	—	—	—					
	0,1	0	0	167,0					
	0,2	0	0	85,0					
	0,3	0	0	57,0					
	0,4	0	0	42,5					
	0,5	0	0	33,3					
	0,6	0	0	26,7					
	0,7	0	0	21,00					
	0,8	0	0	15,5					
	0,9	0	0	8,91					
1,0	0	0	0						

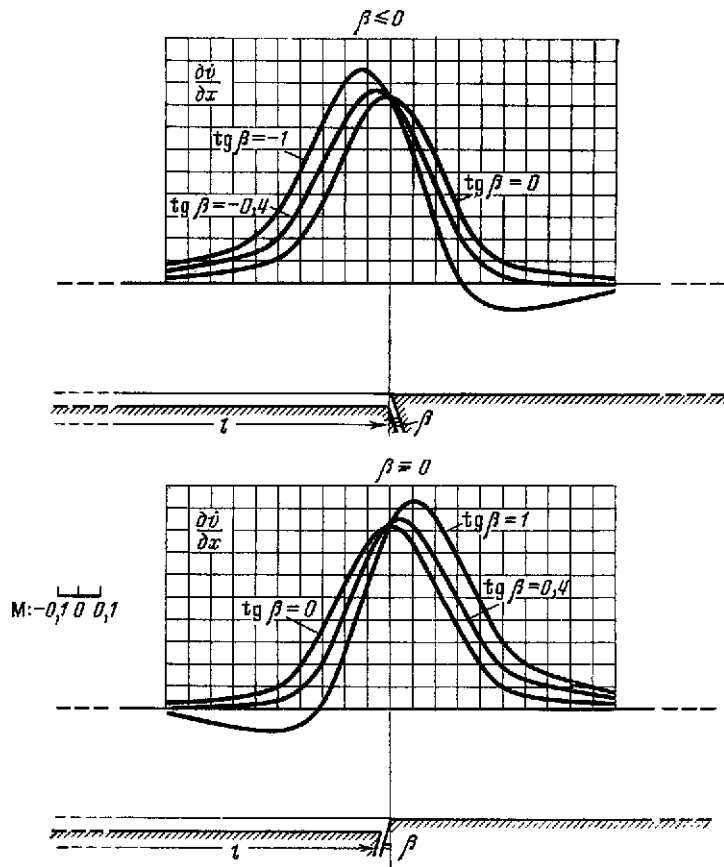
На рис. 5,  $\Gamma$  даны изолинии  $p_3$ , построенные при  $k = 0,1$ . При  $k = 1$   $\sigma_3 = 2\tau_{12}$ , и, следовательно, изолинии  $p_3$  совпадут с изолиниями максимальных касательных напряжений, только значения последних надо удваивать. Таким образом, представления об областях, где должны возникать разрушения сколового типа, несколько уточняются. Трещиноватости сколового характера, видимо, надо ожидать в надразломной зоне, в областях

высоких эквивалентных напряжений. В непосредственной близости к разлому, у подошвы, в части слоя, увлекаемой движущимся блоком, имеют место, как это видно, по изолиниям, наибольшие растягивающие напряжения; очевидно, именно здесь естественно предположить возникновение разрывных нарушений на различных структурных уровнях.

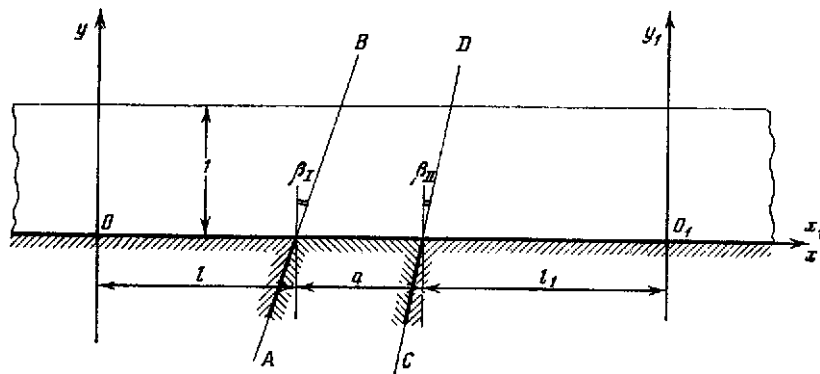
Выше уже говорилось о характерных чертах кинематической картины движения слоя. Если при обработке данных геодезических измерений по какому-либо исследуемому району мы столкнемся с аналогичной картиной — с точкой перегиба на графиках смещений и скоростей современных движений дневной поверхности, ограниченными зонами, где имеют место резкие изменения и экстремумы градиентов, то, видимо, есть основания предположить, что механизм, обуславливающий эти движения, близок к рассмотренному в настоящей работе. А если так, то возникает возможность судить о положениях и ориентации разломов фундамента, о зонах нарушения сплошности и т. д. Разумеется, с формальной стороны такая точка зрения не может считаться обоснованной — надо было бы решать «обратную задачу». Однако, если учесть, что число основных возможных механизмов деформирования земной коры ограничено [3], и если имеющаяся геологическая и геофизическая информация по данному району по крайней мере не противоречит сделанным предположениям, последние приобретают характер достоверности. Очевидно, что по мере накопления подобных «кинематических картин» движения земной поверхности, полученных из решений задач, отвечающих другим основным механизмам деформирования земной коры — продольный изгиб, надвиг и т. д., возможности подобного диагноза будут существенно расширены. Укажем, что решения каждой из подобных основных задач с целью приближения их постановок к условиям, ближе описывающим натуру, могут и должны быть в последующем значительно обобщены. Так, и в задаче, где речь идет о движениях поверхности и напряженном состоянии осадочного чехла при вертикальных движениях фундамента по разломам, можно в дальнейшем в первую очередь учесть слоистость чехла, влияние рельефов дневной поверхности и границы фундамента, хотя бы используя приемы, предложенные в [6]. Ниже мы коротко остановимся на тех двух обобщениях, которые отвечают постановке задачи в том виде, как она была сформулирована в начале статьи. Первое из них — учет возможного отклонения плоскости разлома от вертикальной, в общем виде уже сделано в настоящей работе. Все основные формулы — для напряжений (1.38) — (1.40), для скоростей смещений (1.43) — (1.44) — построены применительно к случаю движения блока фундамента по разломам, образующим произвольный угол  $\beta$  с вертикальной плоскостью. Нами были выполнены лишь вычисления, долженствующие осветить изменение характера градиентов вертикальной скорости поверхности, связанное с изменением направления разлома фундамента. На рис. 6 показаны графики градиентов в надразломной зоне для значений  $\operatorname{tg}\beta = \pm 0,4$  и  $\operatorname{tg}\beta = \pm 1$ . Для сопоставления приведены кривые  $\partial \dot{v}(x, 1) / \partial x$  при  $\beta = 0$ . Четко фиксируется нарушение симметрии, увеличивающееся с увеличением  $\beta$  и выражающееся в смещении максимума в направлении горизонтального движения, в большей «крутизне» кривых на отрезках, расположенных ближе к разлому, в некотором увеличении, примерно на 10—12%, абсолютной величины максимального значения градиента.

Второе обобщение — переход к рассмотрению напряженного состояния и скоростей слоя при движениях фундамента, представляющего многоблоковую систему. Иначе говоря, надо рассмотреть задачу уже в условиях, когда возмущения деформированного и напряженного состояний слоя, вызванные движениями фундамента по отдельным разломам, взаимно влияют друг на друга. Как уже говорилось, для этого проще всего воспользоваться методом «наложения» решений, который можно применять в силу линейности задачи. Поясним это на примере. Рассмотрим участок слоя, расположенный на участке фундамента, рассеченном двумя разломами  $AB$  и  $CD$ , образующими углы  $\beta_1$  и  $\beta_{II}$  с вертикальной плоскостью, на три блока (рис. 7).





**Рис. 6.** Графики градиентов вертикальной скорости свободной поверхности в надразломной зоне при различных значениях угла  $\beta$



**Рис. 7.** Схема постановки задачи в случае, когда фундамент является многоблоковой системой

Будем предполагать, что ширина блока, расположенного между разломами, соизмерима с мощностью  $H$ , а соответствующие размеры левого и правого блоков много больше  $H$ , иначе говоря, будем полагать  $a \sim 1, l \gg 1, l_1 \gg 1$ . При этих условиях единственным существенным геометрическим параметром явится лишь размер  $a$  и речь будет идти именно об исследовании взаимного влияния на напряженное состояние и скорости смещений слоя движений по двум соседним разломам; чем больше  $a$ , тем это влияние меньше. Будем считать средний блок условно неподвижным, а оба крайних — движущимися.

Вертикальные компоненты их скоростей  $\dot{V}_{0I}$  и  $\dot{V}_{0II}$  предположим заданными и в общем случае неравными друг другу. Свяжем основную систему координат  $x, y$  с неподвижной подошвой слоя, поместив ее начало, как показано на рис. 7, посередине участка, расположенного над левым блоком. Введем еще вспомогательную систему  $x_1, y_1$  с началом в середине участка, расположенного над правым блоком.

Каждую из компонент тензора напряжений и каждую из компонент скорости смещений в какой-либо произвольной точке слоя можно представить как сумму, первый член которой, отмеченный индексом I, отвечает воздействию на слой со стороны левого движущегося блока, а второй, отмеченный индексом II, — воздействию правого блока. Получим

$$\begin{aligned} p_x &= p_{xI} + p_{xII}, & p_y &= p_{yI} + p_{yII}, & p_{xy} &= p_{xyI} + p_{xyII}, \\ \dot{u} &= \dot{u}_I + \dot{u}_{II}, & \dot{v} &= \dot{v}_I + \dot{v}_{II}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Эти формулы будут иметь место, если при использовании (1.3), (1.8) и (1.34) для перехода к безразмерным напряжениям и скоростям под  $\dot{V}_*$ , и  $K$  будут подразумеваться одни и те же величины. Не нарушая общности, можно положить

$$\dot{V}_* = |\dot{V}_{0I}|, \quad K = 4\eta H |\dot{V}_{0I}|. \quad (2.12)$$

Тогда

$$\begin{aligned} K_1 &= \rho g H^2 / 4\eta |\dot{V}_{0I}|, & K_2 &= 1, \\ \dot{u}_{0I} &= \aleph_I \operatorname{tg} \beta_I, & \dot{v}_{0I} &= \aleph_I, \\ \dot{u}_{0II} &= \aleph_{II} v \operatorname{tg} \beta_{II}, & \dot{v}_{0II} &= \aleph_{II} v; \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\aleph_I = \operatorname{sign} \dot{V}_{0I}, \quad \aleph_{II} = \operatorname{sign} \dot{V}_{0II}, \quad v = |\dot{V}_{0II} / \dot{V}_{0I}|. \quad (2.14)$$

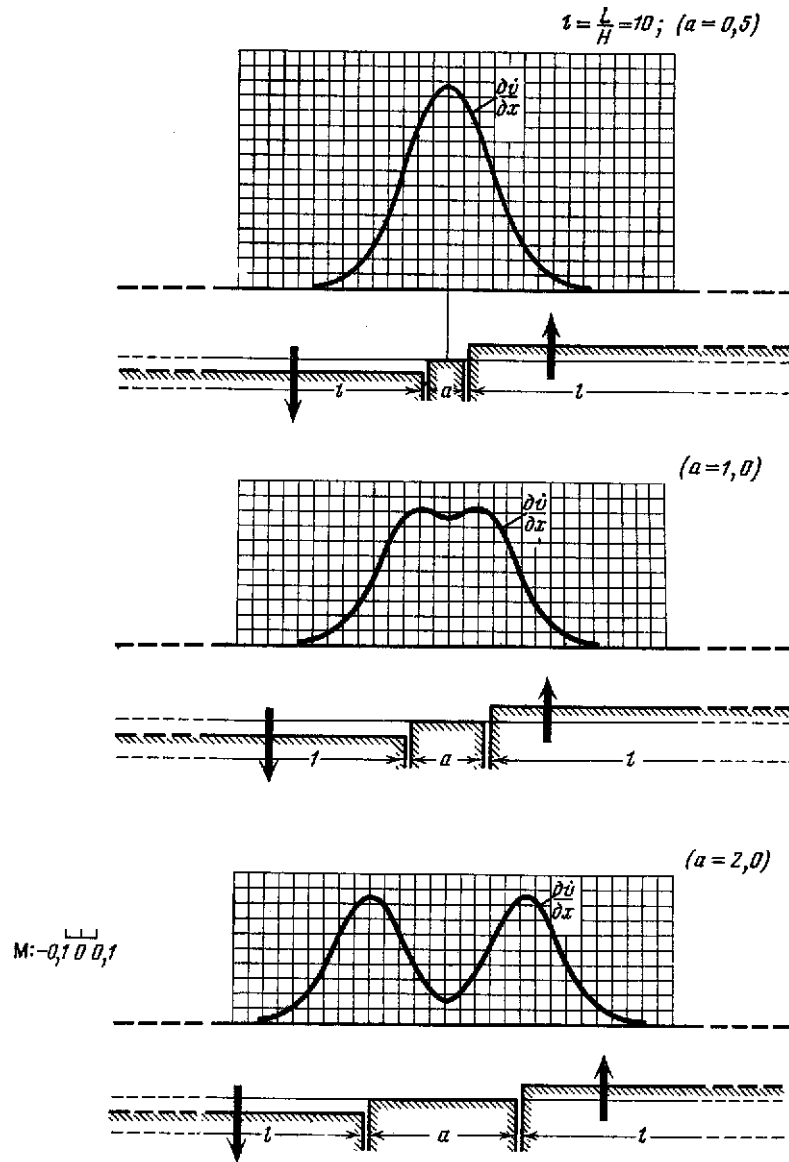
Теперь при вычислении первых слагаемых в формулах (2.11) следует непосредственно пользоваться (1.38) — (1.40), (1.43) и (1.44), где лишь надлежит заменить  $\beta$  на  $\beta_I$  и  $\aleph$  на  $\aleph_I$ .

При вычислении вторых слагаемых надо пользоваться теми же формулами, но заменить  $\beta$  на  $\beta_{II}$ ,  $\aleph$  на  $\aleph_{II} v$ , а координату  $x$  в подынтегральных функциях заменить на  $x_1$ . Последнее означает, что при определении напряжений и скоростей в точке с координатами  $x, y$  надо, вычисляя вторые слагаемые в формулах (2.11), определять положение этой же точки в системе  $x_1, y_1$ . Очевидно, что

$$x_1 = x - (l + l_1 + a), \quad y_1 = y. \quad (2.15)$$

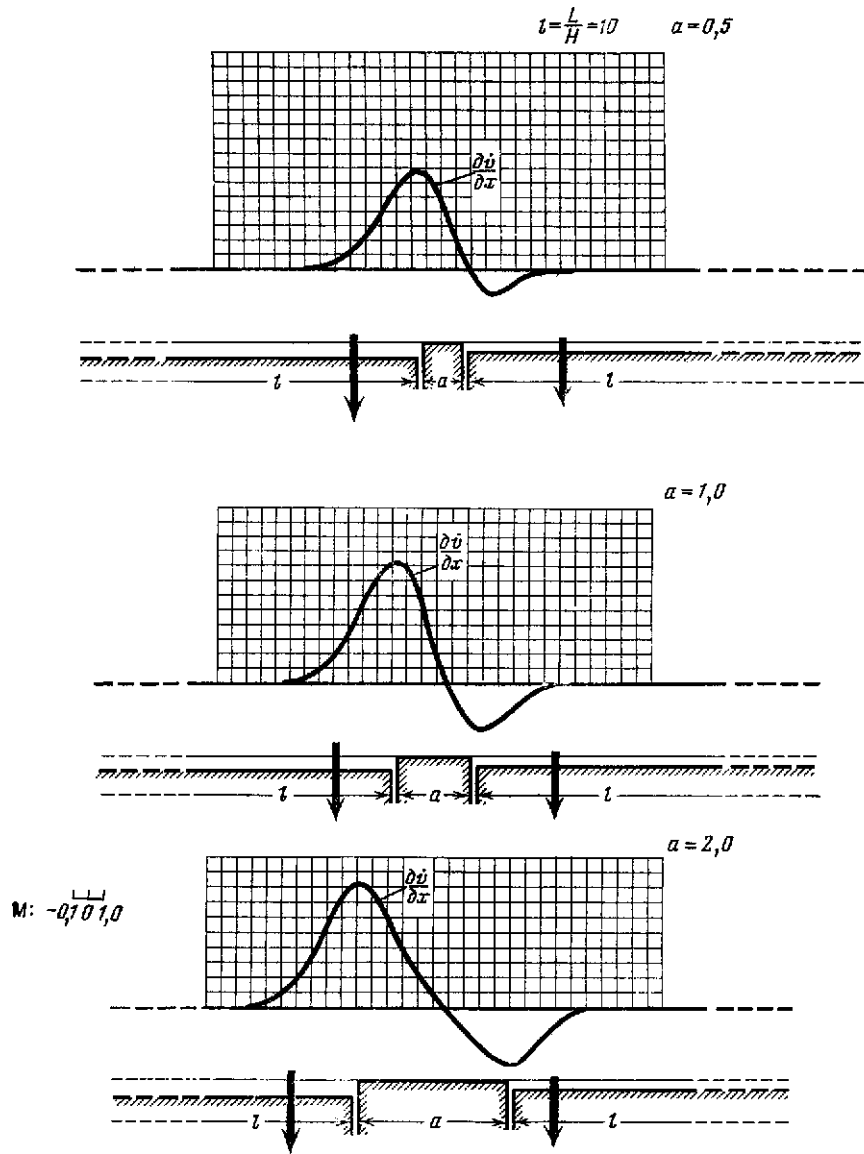
На рис. 8 показаны графики градиентов вертикальных скоростей дневной поверхности, построенные для случаев, когда левый и правый блоки движутся в разные стороны, с одинаковыми по модулю скоростями:  $\dot{V}_{0II} = -\dot{V}_{0I}$ ,  $\dot{V}_{0I} < 0$ . Варьировался при этом лишь параметр  $a$ . На рис. 9 даны аналогичные графики для случаев, когда левый и правый блоки движутся в одном и том же направлении, но с разными скоростями — опускаются при  $\dot{V}_{II} = 0,5 \dot{V}_I$ . При этом варьировался также размер  $a$ . Ясно, что при  $\dot{V}_{II} = \dot{V}_I$  мы, по существу, вернемся к задаче, уже рассмотренной в работах [5, 11]. Только картина скоростей смещений поверхности и напряженное состояние будут отвечать не опусканию блока (при  $2l = a$ ), а его поднятию. Картина изменения градиентов четко отражает взаимное влияние возмущений поля скоростей, а следовательно, и поля напряжений, обусловленного относительной близостью разломов. Надо думать, что набор подобных графиков поможет в природных условиях уяснению механизма деформирования конкретных регионов и выявления разломных зон.

Остановимся на результатах эксперимента. Описанные выше теоретические решения касались получения соотношений, связывающих характеристики поля скоростей поверхности тектонических структур с разрывами на



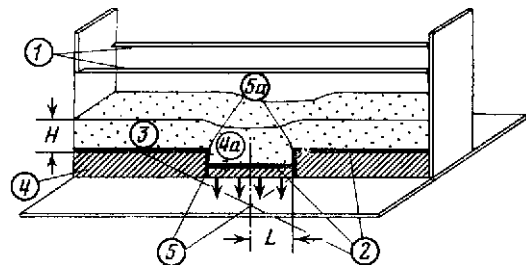
**Рис. 8.** Графики градиентов вертикальной скорости поверхности при движении блоков фундамента в разные стороны с одинаковой скоростью

глубине и с напряжениями, действующими в массиве этих структур, для линейно-вязкого материала и малых деформаций. Эти условия соответствуют тем, при которых измеряются современные движения, поэтому при их интерпретации могут быть использованы результаты предлагаемых решений. Чтобы расширить область приложения этих результатов и соотнести их с аналогичными характеристиками, полученными для пластической среды, были поставлены эксперименты. При их постановке и проведении мы стремились воспроизвести ту же геометрическую схему, тот же механизм образования исследуемых структур и условия на границах модели, что и принятые в теоретическом решении. Материал мы старались выбрать так, чтобы его реологические свойства можно было бы соотносить свойствам реальных пород и чтобы при малых деформациях он мог бы рассматриваться как линейно-вязкий. При этих условиях мы вправе, видимо, утверждать, что основ-



**Рис. 9.** Графики градиентов вертикальной скорости поверхности при движении блоков фундамента в одну сторону с разными скоростями

- 1 — ограничительные стекла;
- 2 — поверхность сลิปания;
- 3 — деформируемый пластичный слой, имитирующий осадочные породы;
- 4 — жесткое основание, имитирующее фундамент;
- 4а — опускающийся штамп;
- 5 — «разломы», ограничивающие опускающийся блок;
- 5а — нарушения, развивающиеся в деформируемом слое



**Рис. 10.** Схема плоской модели структуры, возникающей при опускании блока, ограниченного двумя вертикальными разрывами при слипании деформируемого слоя и фундамента

ные результаты теоретического решения и начальной стадии эксперимента должны находиться в соответствии. Результаты же, полученные на более поздних стадиях эксперимента, должны дополнять данные математического решения описанием деформированного состояния массива и особенностей перемещений поверхности, возникающих после образования существенных нарушений сплошности в деформируемом слое.

В опыте так же, как и при теоретическом рассмотрении, исследовались структуры, возникающие в слое, находящемся над движущимся блоком жесткого фундамента, при полном слипании подошвы этого слоя с поверхностью фундамента. В опыте рассматривался только случай опускания блока по вертикальным разрывам.

В качестве материала модели применялась бентонитовая глина влажностью 50% [8], которую можно рассматривать как нелинейно-вязкопластичный материал с пределом текучести  $\tau_r \approx 25 \text{ г/см}^2$ . При  $\tau < \tau_r$  он имеет вязкость порядка  $\eta \approx 10^{10} \text{ Пз}$ ; при  $\tau > \tau_r$ , с ростом напряжений (при скоростях деформации сдвига  $\dot{\gamma} \approx 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ ), вязкость его резко падает, примерно до  $\eta \approx 10^2 \text{ Пз}$ ; когда напряжения уже близки к пределу прочности,  $\tau_b \approx 50 \text{ г/см}^2$ . Следует отметить, что интервал напряжений, в котором при опыте можно было фиксировать деформации с принятой степенью точности, отвечал  $\tau \approx 30 \div 40 \text{ г/см}^2$ , что соответствует вязкостям  $\eta \approx 10^7 \div 10^2 \text{ Пз}$  при скоростях деформации  $\dot{\gamma} \approx 10^{-6} \div 10^{-0.5} \text{ с}^{-1}$ .

Для расчета условий подобия использовались графики зависимости  $\lg \eta \approx f(\tau)$ , построенные для эквивалентного материала Д. Н. Осокиной [8, рис. 1, б], а для горных пород — М. В. Гзовским, Д. Н. Осокиной [2, фиг. 15; 1, рис. 5; 3, рис. 4]. Предполагалось, что моделируются структуры, сложенные осадочными породами третьей группы вязкости (по М. В. Гзовскому). Для этой группы вязкость в среднем характеризуется величинами от  $10^{20} \text{ Пз}$  при  $\tau = 0$  до  $10^{15} \text{ Пз}$  при напряжениях  $\tau \approx 300 \text{ кгс/см}^2$ . Учитывая оценочный характер графика  $\lg \eta = f(\tau)$  для горных пород, графики  $\lg \eta = f(\tau)$  для выбранной группы горных пород и эквивалентного материала рассматривались в самом первом приближении как подобные, а коэффициенты условий подобия рассматривались по средним значениям  $\eta$  и  $\tau$ :  $C_\eta \approx 3 \cdot 10^{-12}$ ;  $C_\tau \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ;  $C_e \approx 3 \cdot 10^{-4}$ ;  $C_t \approx 2 \cdot 10^{-8}$ ;  $C_v \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

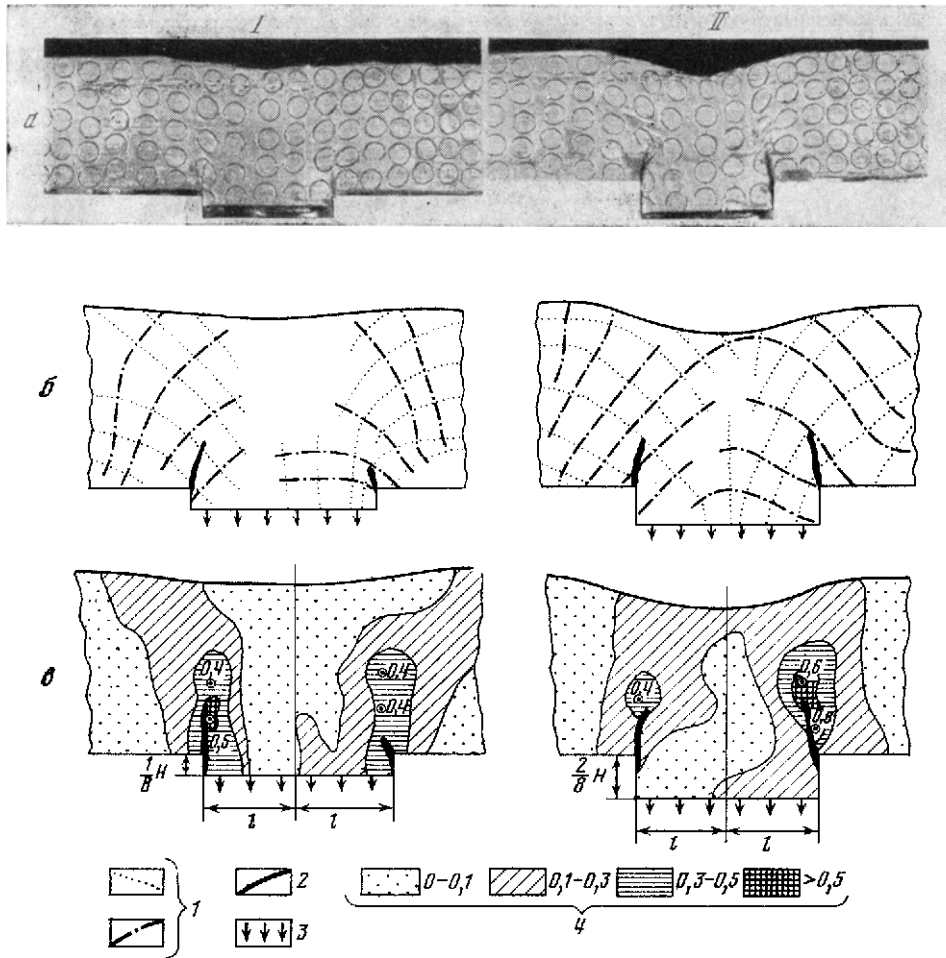
Для осуществления плоского деформированного состояния модель заключалась между двумя вертикальными, параллельными друг другу стеклами (рис. 10). Влияние трения модели о стекла снималось путем обильной смазки. Между основанием деформируемого слоя и жестким фундаментом осуществлялся полный слип.

Деформация модели осуществлялась с помощью движущегося с постоянной скоростью (100; 20; 4; 0,8; 0,15 мм/мин) вертикального штампа.

Опускание штампа происходило на величину, не превышающую мощность деформируемого слоя; протяженность  $2L$  опускающегося блока к мощности слоя  $H$  принималась равной 1, 2 и 4.

Ниже описываются результаты некоторых экспериментов. На рис. 11 при  $2L/H = 1$  показаны две стадии развития структуры над блоком, опускающимся со скоростью 4 мм/мин, что соответствует 10 см/год в природе.

С самого начала опускания над разрывами, по которым скользит блок фундамента, в деформируемом слое начинают развиваться нарушения сплошности. Судя по морфологическим признакам, эти нарушения зарождаются как отрывы и далее по мере своего развития приспособляются к образовавшимся в массиве трещинам как отрыва, так и скола. Развитие этих нарушений происходит снизу вверх, и в нижней части хорошо различимы полости. На рис. 11 показаны моменты развития структуры для случая, когда штамп опустился на  $1/8 H$  (рис. 11, I) и на  $1/4 H$  (рис. 11, II). Непосредственно над разрывами в фундаменте на обоих снимках можно различить уже описанные нарушения и значительное число видимых трещин, образующих зону шириной  $(0,15—0,30)H$ , расширяющуюся от подошвы деформируемого слоя к поверхности (рис. 11, а и рис. 17, а). Как видно из рис. 11, б, траекто-



**Рис. 11.** Деформации в структуре над опускающимся блоком при наличии слипа между фундаментом и деформируемым слоем

*I* — структура при опускании штампа на  $1/8 H$ ; *II* — то же, на  $2/8 H$ ; *а* — фотография опыта; *б* — траектории деформаций удлинения ( $\epsilon_{\max}$ ) и укорочения ( $\epsilon_{\min}$ ); *в* — логарифмические деформации сдвига ( $\Delta\gamma$ ) при опускании штампа на  $1/8 H$ ; 1 — траектории главных деформаций; 2 — разрывы; 3 — направление перемещения штампа; 4 — величины деформаций  $\Delta\gamma$

рии деформаций удлинения  $\epsilon_{\max}$  у основания опускающегося блока в начале опыта примерно перпендикулярны подошве слоя, а к поверхности и в направлении неподвижных участков расходятся веерообразно; эта тенденция усиливается по мере увеличения глубины опускания подошвы слоя. Траектории деформации укорочения  $\epsilon_{\min}$  перпендикулярны первым и ориентированы дугообразно над опущенной частью выпуклостью к поверхности. Величины деформаций укорочения и удлинения примерно равны друг другу, что при плоской деформации отвечает условию «несжимаемости» материала, принятому и в теоретических решениях.

На рис. 11, *в* для тех же стадий развития структуры этого опыта в изолиниях показано распределение деформаций сдвига  $\Delta\gamma$ . Деформации  $\Delta\gamma_1$ , изображенные на рис. 11, *в*, *I*, возникли за время опускания штампа из исходного положения на глубину  $1/8 H$ , деформации  $\Delta\gamma_2$  на рис. 11, *в*, *II* — за время перемещения штампа с глубины  $1/8 H$  на глубину  $2/8 H$ . При этом  $\Delta\gamma_1 = \Delta\epsilon_{\max 1} - \Delta\epsilon_{\min 1}$ ,  $\Delta\gamma_2 = \Delta\epsilon_{\max 2} - \Delta\epsilon_{\min 2}$ , где  $\Delta\epsilon_{\max 1}$ ,  $\Delta\epsilon_{\max 2}$  — приращения деформаций удлинения на соответствующих этапах процесса;  $\Delta\epsilon_{\min 1}$ ,  $\Delta\epsilon_{\min 2}$  — то же, для деформаций укорочения. При этом использовалась так называемая логарифмическая мера деформаций. Под  $\epsilon$  подразумевались не

обычные линейные относительные деформации, а величины вида  $\ln(1+e)$ , где  $e$  — уже обычное удлинение (мера Коши). Приращения деформаций на каждом  $i$ -м этапе находились по формулам

$$\Delta \varepsilon_i = \ln(1+e_i) - \ln(1+e_{i-1}),$$

где  $e_i$  — удлинение, достигнутое к концу  $i$ -го этапа с момента начала опыта. Таким образом,

$$\Delta \varepsilon_1 = \ln(1+e_1), \quad \Delta \varepsilon_2 = \ln \frac{(1+e_2)}{(1+e_1)},$$

где  $e_1, e_2$ , — относительные деформации в конце соответствующих этапов, определяющиеся непосредственно из эксперимента в соответствии с разработанной ранее методикой [7].

Как видно из рис. 11, в, I, величина деформаций  $\Delta \gamma_1$  резко увеличивается с приближением к угловым точкам с координатами  $(\pm l, 0)$  и, очевидно, достигает в окрестностях этих точек предельного значения, т. е. именно здесь возникает разрыв. Как видно из схемы, 11, в, II, величины  $\Delta \gamma_2$  соизмеримы с  $\Delta \gamma_1$ , однако их максимальные значения концентрируются уже у концов разрывов, а не в окрестностях угловых точек.

На рис. 11 изображены результаты определения деформаций по одному опыту при  $2L/H = 1$ . Этим объясняется некоторая несимметричность картины распределения деформаций (в отличие от рассчитанной теоретически картины напряжений), хотя можно предполагать, что природным структурам тоже должны быть свойственны подобные «неправильности». Конфигурации зон деформаций, так же как асимметрия картины развития разрывов, могут изменяться от опыта к опыту. Примерно постоянными остаются: конфигурация траекторий главных удлинений — пункты, откуда начинают образовываться разрывы и направления их развития, а также расположение максимумов деформаций сдвига у концов развивающихся разрывов.

Характеристики перемещений поверхности структуры также имеют свои особенности. На рис. 12 показана характерная для описываемых моделей кривая скорости вертикальных перемещений поверхности  $\dot{V}(H)$ . Максимальная по модулю скорость относится к участку, находящемуся над центральной частью опускающегося блока; как и в теоретическом решении, эта скорость при  $2L/H = 1$  оказывается меньше скорости перемещения подошвы слоя  $\dot{V}_0$ , причем это имеет место и при относительно большом,  $\sim 0,4 H$ , опускании штампа.

На рис. 13 показаны графики средних градиентов скоростей вертикальных перемещений поверхности опять, таки при  $2L/H = 1$  для трех стадий развития структуры при опускании штампа на величину  $0,1 H$ ,  $0,2 H$  и  $0,3 H$ . Величина градиента скорости вертикальных перемещений поверхности для каждого единичного опыта вычислялась как среднее для отдельных интервалов времени  $\Delta t_i$ :

$$\left| \text{grad } \dot{V}(H)_i \right| = \frac{\Delta \dot{V}(H)_i}{\Delta x_i},$$

где  $\Delta \dot{V}(H)_i$  — среднее приращение скорости вертикальных перемещений поверхности на отдельных отрезках рассматриваемого сечения за время  $\Delta t_i$ ;  $\Delta x_i$  — горизонтальная проекция такого отрезка — расстояния между двумя соседними  $n$  и  $(n-1)$  точками, где измерялись смещения, в конце интервала времени  $\Delta t_i$ ;

$$\Delta \dot{V}(H)_i = \dot{V}_n(H)_i - \dot{V}_{n-1}(H)_i,$$

где  $\dot{V}_n(H)_i$  и  $\dot{V}_{n-1}(H)_i$  — вертикальные скорости перемещений соседних  $n$  и  $(n-1)$  точек, средние для отрезка времени  $\Delta t_i$ . Средние скорости вертикальных перемещений в каждой точке для  $i$ -го интервала времени вычислялись по формуле

$$\dot{V}(H)_i = \frac{y_i - y_{i-1}}{\Delta t_i},$$

где  $y_i$  и  $y_{i-1}$  — ординаты  $n$ -ой движущейся точки поверхности в начале и в конце интервала времени  $\Delta t_i$ . Несмотря на небольшое число обработанных опытов, графики отражают некоторые характерные закономерности: максимальные значения модуля градиента вертикальных скоростей поверхности приурочены к надразломной зоне. На первой стадии (рис. 13, а) они находятся строго над разрывами в фундаменте, на последующих стадиях (рис. 13, б, в) сдвинуты относительно этих разломов в сторону опускающегося блока, что объясняется, очевидно, тем, что в окрестностях угловых точек ( $\pm l$ , 0) возникают, как уже говорилось, разрывы. Эти разрывы, развиваясь снизу вверх, отклоняются к середине опускающегося блока, а максимум модуля градиента относится приблизительно к тому месту, где развивающееся нарушение должно пересечь поверхность. Некоторая несимметричность и «негладкость» кривых объясняется недостаточным для усреднения числом опытов.

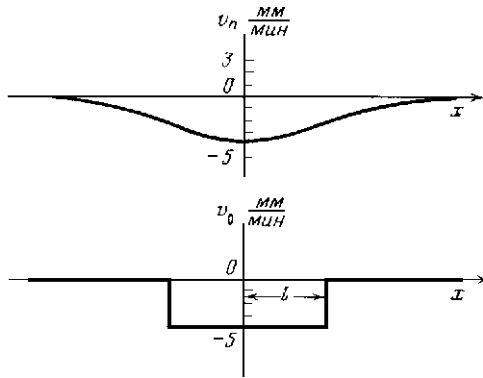
На рис. 14 представлены графики градиентов вертикальной скорости поверхности, полученные при некоторых единичных опытах для той же модели. Нам представляется, что эти графики в известной мере отражают ход развития разрывов внутри модели. Рис. 14, а, б характеризует две стадии развития структуры. На первой стадии развития мы видим асимметрию положения максимумов модуля градиента, которая отражает асимметрию разрывов; кроме того, в самой начальной стадии, когда процесс еще не стабилизировался, в средней зоне структуры значения градиентов несколько раз переходят через нуль. Вторая стадия (рис. 14, б) характеризуется более симметричным расположением разрывов и соответственно максимумов модуля градиента, однако абсолютное значение градиента над правым разрывом больше, чем над левым, что можно объяснить более быстрым (на этом этапе) ростом правого разрыва.

На рис. 14, в представлен опыт, в котором над точками ( $\pm l$ , 0) развиваются не разрывы, а вытянутые снизу вверх зоны трещиноватости. В этом случае мы видим, что экстремальные значения градиентов приурочены к местам выхода этих зон на поверхность. Причем наблюдающееся необычное отклонение левой нарушенной зоны в сторону неподвижного блока сопровождается смещением экстремального значения градиентов на кривой в ту же сторону и приблизительно на ту же величину.

Несмотря на сравнительно невысокую точность измерений (относительные деформации определяются с точностью 0,1, а перемещений — с точностью 0,5 мм), из рисунков видно, что поля деформаций и перемещений, возникающие в надразломных зонах, при таком соотношении  $H$  к  $L$  влияют друг на друга: в средней части структуры наблюдаются (рис. 11, I, II) деформации, вызванные, очевидно, не только полным слипом по подошве слоя, но и сдвигами в приразломной зоне, а модули градиентов скоростей поверхности даже при значительном опускании штампа на большей части поверхности не равны нулю. Скорость перемещений поверхности меньше скорости перемещений подошвы. Однако при увеличении расстояния между разрывами взаимное влияние надразломных зон ослабевает и уже при  $L = 2H$  практически не ощущается. Из графика градиентов скоростей вертикальных перемещений поверхности видно, что и за пределами приразломной зоны градиенты практически равны нулю. Напомним, что такой результат был получен теоретически для линейно-вязкого материала. На рис. 15 показаны характеристики перемещений поверхности и деформаций внутри слоя для структуры, образованной в указанном случае, при опускании блока на величину  $0,6H$ . Как видно из рис. 15, б, в средней части структуры деформации не зафиксированы. Таким образом, в этом случае, а тем более при  $L = 2H$  мы можем говорить о деформациях и смещениях слоя над единичным разломом.

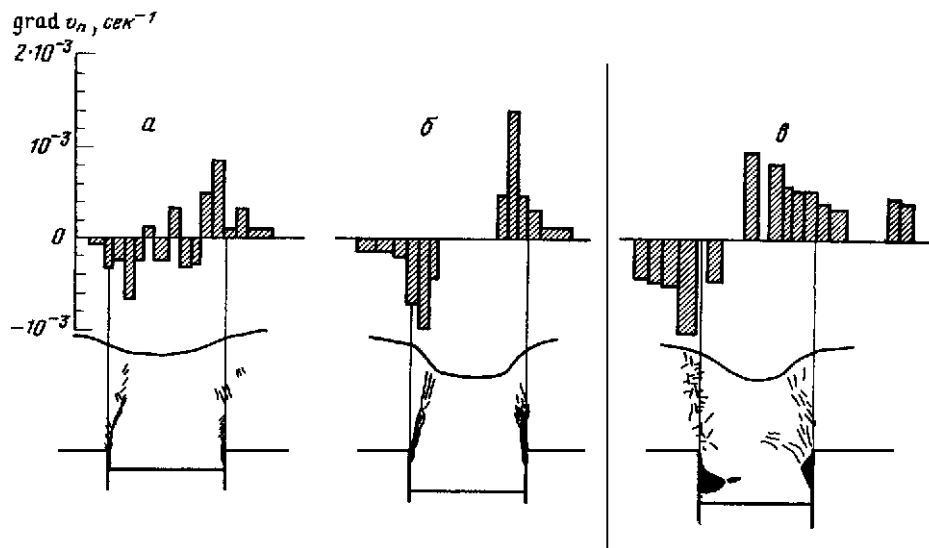
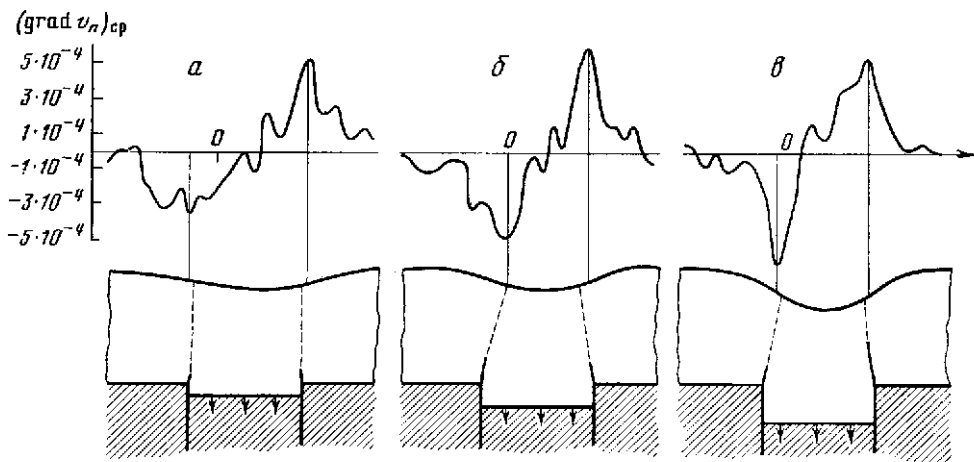
Для выяснения характеристик деформаций и перемещений над единичным разломом была проведена серия экспериментов по схеме рис. 16. В остальных условиях эксперимента сохранялись такими же, как в описанных выше опытах. На рис. 16 показаны приращения деформаций сдвига, развивающиеся в слое над единичным разломом в фундаменте при опускании блока





**Рис. 12.** Графики скоростей вертикальных перемещений фундамента ( $\dot{V}_0$ ) и поверхности ( $\dot{V}_{(n)}$ )

**Рис. 13.** Графики средних градиентов скоростей вертикальных перемещений поверхности (по результатам трех опытов) для разных стадий развития структуры



**Рис. 14.** Графики градиентов скоростей вертикальных перемещений поверхности по результатам единичных опытов

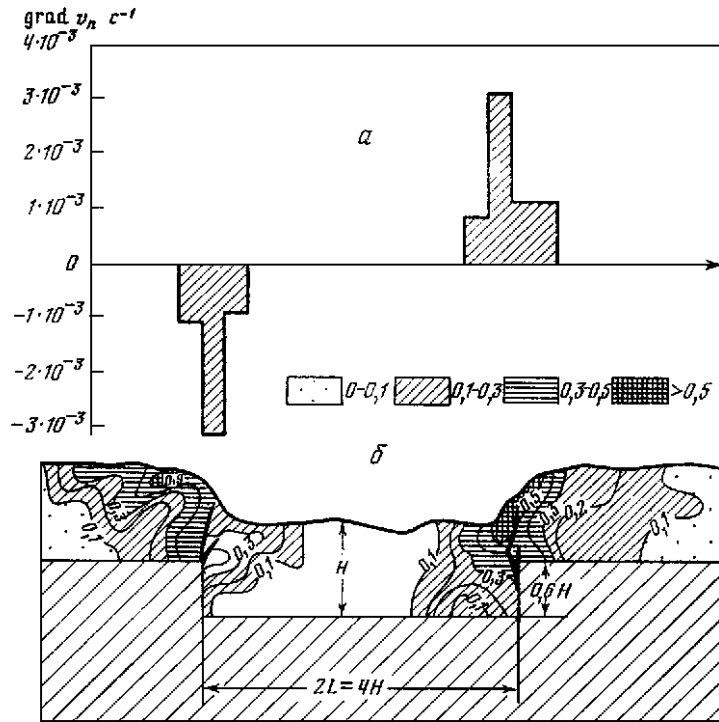
на величину  $0,07H$ . На рис. 16, *а* показаны деформации при опускании блока от поверхности до глубины  $0,07H$ , а на рис. 16, *б* — с глубины  $0,6H$  до глубины  $0,67H$ .

При этом приращения деформации  $\Delta\gamma > 0,1$  имеют место в той части модели, которая прилегает к разрыву. На рис. 16, *а* — это зона шириной около  $0,5H$ , которая не доходит до поверхности на величину около  $0,2H$ . Над разломом, по которому происходит движение блока в деформируемой толще, развивается нарушение сплошности, размеры которого по падению соизмеримы с величиной смещения штампа. Максимальной величины порядка  $0,4$  деформации  $\Delta\gamma$  достигают в непосредственной близости от конца этого нарушения.

На рис. 16, *а* полная величина перемещения блока фундамента равна примерно  $0,7H$ , и здесь ширина зоны деформаций, возникших за тот же интервал времени, что и на рис. 16, *а*, составляет уже величину, приблизительно равную мощности деформируемого слоя, причем нарушение сплошности этого слоя, развиваясь снизу вверх, проходит примерно посредине этой зоны, расширяющейся к поверхности. Величина максимальных приращений деформаций  $\Delta\gamma \cong 0,5$ . При сравнении моделей различной мощности было подмечено, что при опускании штампа на одну и ту же часть мощности абсолютная величина ширины зоны, характеризующаяся деформациями  $\Delta\gamma > 0,1$ , остается примерно постоянной. Так, например, в модели мощностью  $H_1 \cong 9$  см при опускании штампа на  $0,6H_1$  и в модели мощностью  $H_2 \cong 3$  см при опускании штампа на  $0,6H_2$  ширина такой зоны составляла примерно 9 см. Представляется, что вопрос о ширине зоны повышенных деформаций, о зависимости разломов этой зоны от мощности слоя, от величины смещения и скорости блока фундамента представляет первостепенный интерес и должен служить предметом дальнейших исследований.

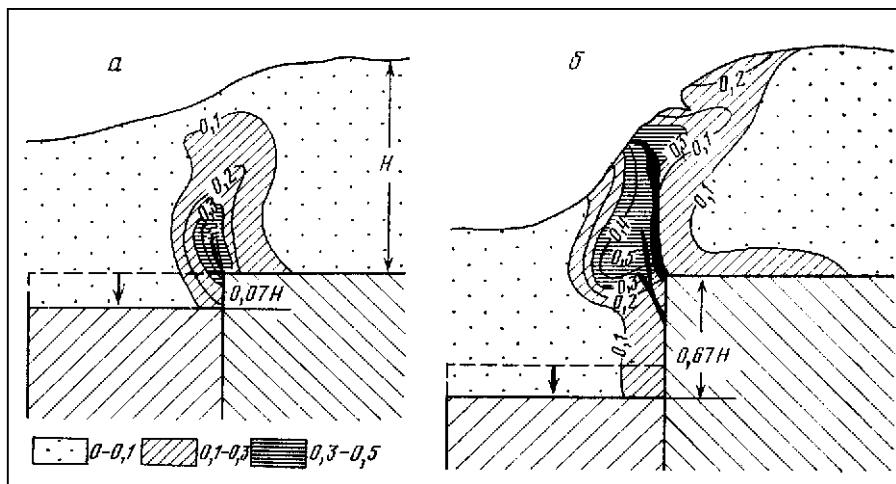
На рис. 17 помещены полученные при одном из опытов фотографии, которые иллюстрируют типичную картину развития нарушений сплошности. Как видно из рисунка, непосредственно над разломом фундамента возникает участок, сильно расчлененный трещинами скола и отрыва. Конфигурация этого участка видна на фотографии рис. 17, *а*. При опускании блока фундамента с глубины  $0,07H$  до  $0,7H$  зона трещиноватости развивается снизу вверх от поверхности фундамента, не доходя примерно на  $0,1H$  до поверхности структуры. Объединяясь, трещины образуют одно, иногда два расходящихся кверху крупных нарушения. У поверхности к этой зоне со стороны приподнятого участка примыкает вторая нарушенная зона (рис. 17, *а, в*); для нее характерно наличие трещин отрыва, развивающихся сверху вниз и с глубиной постепенно затухающих. По этим трещинам образуются сбросы; на рис. 17, *а* это видно сбоку, а на рис. 17, *б* — сверху. По мере опускания блока на величину от  $0,1H$  до  $0,7H$  ширина указанных зон трещиноватости увеличивается следующим образом: ширина зоны, прилегающей к разлому, изменяется в пределах от  $0,1H$  до  $0,3H$ , а ширина приповерхностной зоны достигает  $0,5H$ . (Количественные оценки даются по результатам анализов восемнадцати опытов над слоями мощностью 3,6 и 9 см.) Характеристики перемещений поверхности деформируемого слоя над разломом имеют следующие специфические черты: градиент скорости вертикальных перемещений, возрастая от нуля над опущенным блоком, достигает над разломом максимума, а затем снова падает до нуля. На рис. 18 показаны кривые градиентов скоростей вертикальных перемещений, полученные как средние из шести опытов, под ними помещены схемы опытов со средним положением разрыва в деформируемом слое. Из сопоставления схемы с графиком видно, что зона повышенных градиентов имеет простирание порядка мощности слоя, максимум градиента весьма близок к вертикали, совпадающей с разломом, но несколько смещен относительно нее в сторону смещающегося блока; он как бы расположен над местом мысленного пересечения продолжения развивающегося разрыва с поверхностью структуры.

Рассматривая совместно результаты теории и эксперимента, следует сделать следующие выводы.



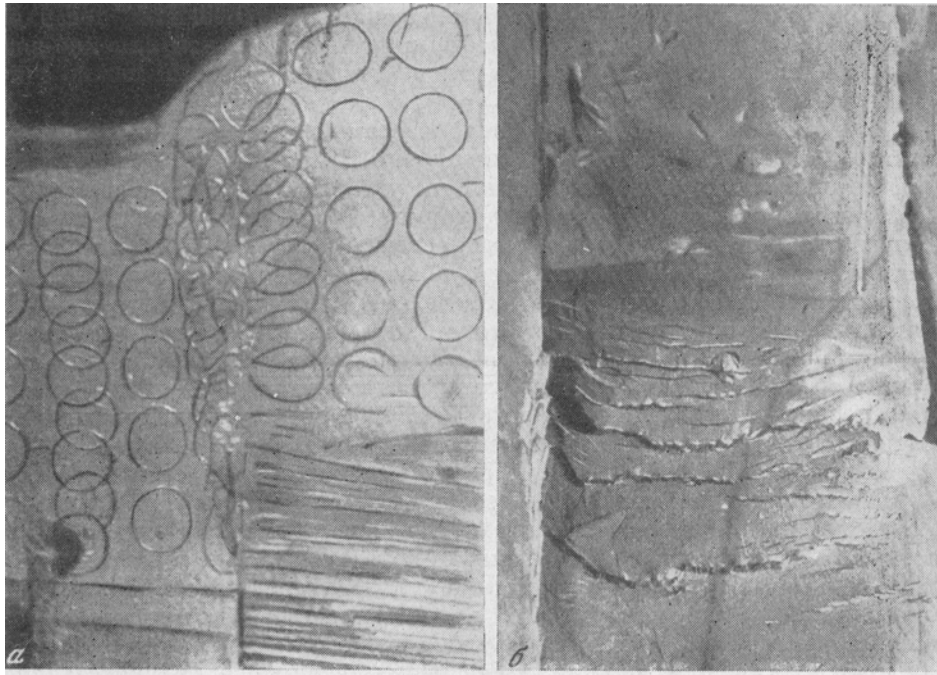
**Рис. 15.** Деформации и перемещения в приразломных зонах при расстоянии между разломами  $2L = 4H$

*a* — график градиентов скоростей вертикальных перемещений поверхности; *б* — деформации сдвига



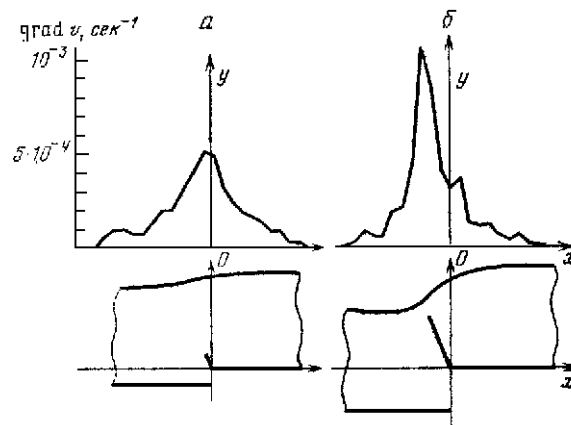
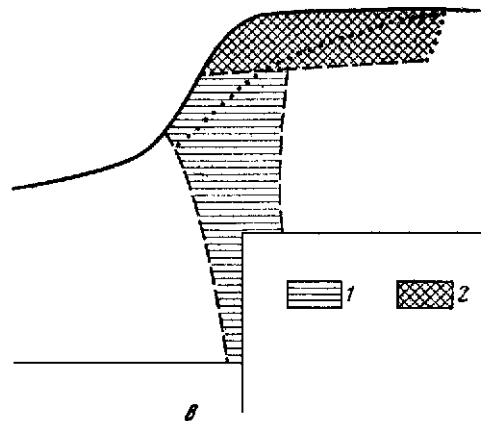
**Рис. 16.** Графики деформаций сдвига при опускании блока фундамента на величину  $0,07H$

*a* — от поверхности до глубины  $0,07H$ ; *б* — с глубины  $0,6H$  до глубины  $0,67H$



**Рис. 17.** Трещиноватость в деформируемом слое над единичным разломом между движущимися блоками фундамента

*a* – фотография опыта спереди;  
*б* – то же, сверху; *в* – схема расположения зон трещиноватости;  
 1 – трещиноватость, развивающаяся снизу вверх;  
 2 – то же, сверху вниз



**Рис. 18.** Графики средних градиентов вертикальных перемещений поверхности над единичным разрывом (по результатам пяти опытов)

*a* – при опускании штампа на  $\frac{1}{4}H$  ;  
*б* – то же, при опускании штампа на  $\frac{3}{4}H$  (со скоростью 0,8 мм/мин)

1. При решении задачи о характеристиках перемещений поверхности теоретически предполагалось, что деформируется сплошной линейно-вязкий массив, в эксперименте же использовался материал, который можно считать линейно-вязким лишь до предела  $\tau_T = 0,25 \text{ г/см}^2$ .

В теоретическом решении не использовались какие-либо ограничения, связанные с условием текучести или прочности, между тем в силу высокой концентрации напряжений в окрестности угловых точек уже на самых ранних стадиях развития структур в деформируемой среде должны возникать нарушения сплошности, что и наблюдалось при эксперименте, образовывались трещины, которые затем объединялись в разрывы. Несмотря на это, при эксперименте мы можем продолжать определение деформаций и характеристик перемещений, и такая возможность сохраняется вплоть до самых поздних стадий формирования структур, когда величина опускания блока приближается к мощности слоя, а деформации могут превышать единицу. Эксперимент позволял, с одной стороны, судить о применимости результатов теоретического решения на определенной стадии процесса деформирования, с другой стороны, позволяет проследить за этим процессом на тех его стадиях, где теория, по крайней мере такая простая, бессильна.

2. Основные результаты эксперимента для самых первых стадий процесса (рис. 11, I, 13, а, 14,а, 18,а) подтверждают результаты теоретического решения не только с качественной, но частично и с количественной стороны (расположение и размеры надразломных зон возмущения полей деформаций, соотношения между скоростями движения блока и поверхности слоя и т. д.). Более полное количественное сопоставление результатов пока не представляется возможным; число проведенных опытов нельзя считать достаточным для обоснованного осреднения результатов, и низка точность измерения деформаций. Результаты, относящиеся к последующим стадиям деформирования модели, существенно дополняют наши сведения об этом процессе. Так, на всех его стадиях констатируется наличие участков повышенных градиентов вертикальных скоростей поверхности и повышенных значений деформаций в надразломных зонах, подтверждается также предположения о возможных нарушениях сплошности, сделанные на основе теоретических исследований; действительно, в довольно узкой полосе надразломной зоны развивается трещиноватость сколового типа, а от подошвы вверх распространяется крупное нарушение с характерными чертами отрыва (полости и неровные края по шву разрыва).

3. Как видно из эксперимента, после появления нарушений сплошности выявляются и некоторые особенности рассматриваемых характеристик при дальнейшем развитии структур. Для градиента скорости вертикальных перемещений поверхности характерно смещение максимума его модуля в сторону опускающегося блока, обусловленное развитием разрыва от подошвы к поверхности и его отклонением от вертикали в ту же сторону, что и смещение максимума. Максимум градиента относится к месту пересечения продолжения разрыва с поверхностью.

4. В некоторых случаях вместо одного разрыва, являющегося продолжением разлома в фундаменте в деформируемом слое, может возникнуть зона трещиноватости (рис. 14, в), тогда поведение градиента связано с этой зоной.

5. Кроме зоны трещиноватости, в надразломной области эксперимент позволяет проследить образование зоны трещиноватости и сбросов, которая возникает у поверхности структуры на более поздних стадиях развития при относительном смещении блоков на величину  $0,2-0,3H$  (рис. 17).

Возникновение этой зоны, быть может, можно связать, с одной стороны, с напряжениями, возникающими в результате изгиба поверхности (сбросы развиваются сверху вниз), с другой — с концентрацией напряжений, которая происходит благодаря развитию основного разрыва снизу вверх, а также благодаря соскальзыванию материала по этому разрыву.

6. Наблюдается зависимость характера трещиноватости от скорости движения штампа, однако вследствие недостаточности данных пока можно гово-

речь лишь о тенденции к увеличению нарушенности массива с увеличением скорости.

В заключение следует отметить, что выведенные теоретически и рассмотренные экспериментально описанные зависимости достаточно устойчивы и могут быть использованы в прогностических целях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В. В., Гзовский М. В. Экспериментальная тектоника. М., «Недра», 1964. 226 с.
2. Гзовский М. В. Основные вопросы тектонофизики и тектоника Байджансайского антиклинория. М., «Наука», 1963. 352 с.
3. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975.
4. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.
5. Григорьев А. С., Шахмурадова З. Е. — В кн.: Современные движения земной коры. Тарту, Изд-во АН ЭССР, 1973.
6. Занемонец Б. В., Михайлов В. О., Мясников В. П. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 10.
7. Михайлова А. В. — В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород. М., «Наука», 1971.
8. Михайлова А. В., Осокина Д. Н. — В кн.: Современные движения земной коры. Тарту, Изд-во АН ЭССР, 1973.
9. Папкович П. Ф. Теория упругости. Л., Оборонгиз, 1969.
10. Уфлянд Я. С. Интегральные преобразования в задачах теории упругости. Л., «Наука», 1968.
11. Шахмурадова З. Е. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1973, № 7.

А.С. ГРИГОРЬЕВ

## **ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В ЛИТОСФЕРЕ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ВЯЗКОСТИ С ГЛУБИНОЙ**

При любой попытке сколько-нибудь достоверно оценить порядок величин, характеризующих деформации и напряженное состояние литосферы, вызванное теми или иными причинами — взаимодействиями гипотетических глубинных процессов, аномалиями физических полей, неоднородностями структуры и рельефа и т. п., исследователи неминуемо должны вводить модель условного «материала» и формы рассматриваемого объема. В подавляющем большинстве работ, до самого недавнего времени (см. [2]), литосфера рассматривалась как однородное, линейно-упругое либо линейно-вязкое тело, реже использовалась модель тела Максвелла или упругопластического. Трехмерная задача, как правило, сводилась к одномерной или двумерной, чаще всего к изгибу пластины или к задаче о плоской деформации. Разумеется, на выбор как физической, так и геометрической модели рассматриваемого объекта существенно влиял сам характер задачи. Действительно, при изучении кратковременных процессов в ряде случаев естественно учитывать в первую очередь упругие, при изучении длительных процессов — временные, реологические свойства вещества и деформации считать необратимыми. При исследовании механизма деформирования какой-либо плиты, процесса образования складки, при характерных размерах порядка  $10, 10^2$  км целесообразно использовать модель пластины или слоя, не учитывая кривизну литосферной оболочки. Когда рассматривается напряженное состояние коры в окрестности локального разрыва и условия устойчивости последнего, естественно считать окружающий объем неограниченным. Можно привести большое число подобных примеров.

Описанный выше подход в общем представляется естественным. Неоднородность и сложность строения литосферы, недостаточная изученность ее реальной структуры в принципе позволяют использовать лишь относительно грубые, простейшие «статистически оправданные» модели и говорить лишь о порядках определяемых величин. Однако каждый раз, вводя такую предельно упрощенную модель, надо быть уверенным, что все-таки главное в изучаемом явлении она отражает. Если исследователя интересуют процессы, происходящие в объеме, в пределах которого на механических характеристиках вещества существенно сказывается неоднородность гравитационного и температурного поля, это нельзя не учитывать при выборе модели материала. Так, изучая тектонические процессы, охватывающие литосферные слои общей мощностью 10—20 км, а тем более всю толщу литосферы, вряд ли можно пренебречь изменением вязкости вещества, отвечающем изменению температуры и давления с глубиной. На это обстоятельство исследователи уже обращали внимание. В известной монографии А. Надаи [6] применительно к геофизике были рассмотрены простейшие примеры, иллюстрирующие, сколь сильно должна меняться картина напряженного состояния литосферы, если считать ее вязкость зависящей от глубины. Ниже мы также приведем аналогичный иллюстративный пример, который окажется особенно наглядным, если учесть, что по современным оценкам при переходе от дневной поверхности к границе с астеносферой вязкость меняется на несколько десятичных порядков (см., например, [9]). Простейшая модель, в которой учитывается указанное изменение вязкости, — линейно-вязкое неоднородное реологическое тело. Его вязкость при заданном законе изменения давления и температуры в зависимости от координат, очевидно, можно также считать функцией координат. Необходимо указать, что эта модель не охватывает зависимость вязкости от действующих помимо всестороннего давления напряжений, в дан-

ном случае тектонических. Учет этой зависимости нелинейности закона ползучести нам представляется следующим естественным шагом на пути уточнения модели материала.

При теперешнем, явно недостаточном, уровне знаний о состоянии и механических характеристиках вещества глубинных литосферных слоев введение более сложной нелинейной реологической модели, на наш взгляд, все же может быть в некоторых случаях уместным. Примером может служить, скажем, задача определения современных тектонических напряжений в приповерхностных литосферных слоях, когда влияние температуры и давления на механические свойства слагающих пород можно считать несущественным, и, кроме того, можно непосредственно использовать реологические уравнения состояния, сформулированные на основе данных, полученных в лабораторных условиях.

В настоящей работе мы излагаем два отличающихся друг от друга выбором основной разрешающей функции варианта решения плоской задачи для неоднородного линейно-вязкого тела.

В статье [3] для плоской задачи при такой реологической модели материала было дано разрешающее уравнение относительно функции напряжений. Было показано, что, когда вязкость зависит лишь от одной координаты, применим метод Фурье, и были построены некоторые частные решения, представляющие интерес для геофизических приложений. Ниже мы более детально, нежели в [3], остановимся на приложениях построенного там решения, а сейчас обратимся ко второму варианту.

Введем в качестве основной функции так называемую функцию тока, тогда разрешающее уравнение плоской задачи может быть несколько упрощено. Это позволит тем же методом Фурье получить аналитические решения при линейном изменении вязкости и тем самым откроет непосредственную возможность построения решений при кусочно-линейной аппроксимации закона изменения вязкости с глубиной.

1. Напомним исходные соотношения и уравнения, приведенные в [3], ограничиваясь случаем плоской деформации. Компоненты тензора напряжений (рис. 1) запишем в виде

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_0 + 2\eta \frac{\partial \dot{U}}{\partial X}, \quad \sigma_y = \sigma_0 + 2\eta \frac{\partial \dot{V}}{\partial Y}, \quad \tau_{xy} = \eta \left( \frac{\partial \dot{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \dot{V}}{\partial X} \right), \\ \sigma_z &= \sigma_0 = \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y), \quad \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $\eta = \eta(X, Y)$  — вязкость,  $U$  и  $V$  — смещения в направлениях  $X$  и  $Y$ , точка означает дифференцирование по времени. Уравнения равновесия элементарного объема запишем в виде

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial X} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial Y} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial X} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial Y} + p(Y) = 0. \quad (1.2)$$

Здесь  $p(Y)$  — удельный вес, который считается известной функцией  $Y$ . При плоской деформации из условия несжимаемости материала следует, что

$$\frac{\partial \dot{U}}{\partial X} + \frac{\partial \dot{V}}{\partial Y} = 0 \quad (1.3)$$

Введем функцию тока  $\Psi$ , полагая, что

$$\dot{U} = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}, \quad \dot{V} = -\frac{\partial \Psi}{\partial X}. \quad (1.4)$$

Условие несжимаемости (1.3) удовлетворяется при этом тождественно, а на основании (1.1) и (1.4) получим

$$\tau_{xy} = \eta \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right), \quad \sigma_x - \sigma_y = 4\eta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y}. \quad (1.5)$$

Вычитая из первого уравнения (1.2), предварительно продифференцированного по  $Y$ , второе, предварительно продифференцированное по  $X$ , и, исполь-



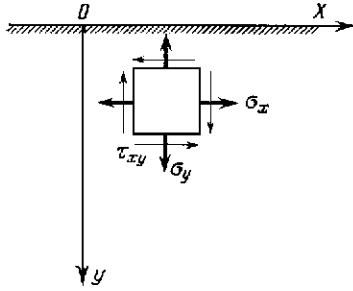


Рис. 1. Общая схема

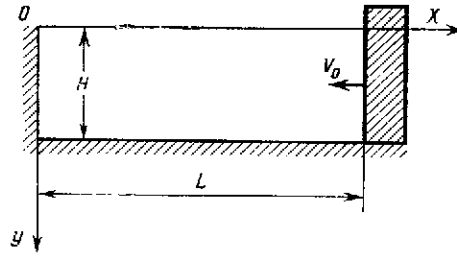


Рис. 2. Поперечное сечение сжимаемого прямоугольного массива (схема)

зую (1.5), после преобразований получим искомое основное уравнение

$$\eta \nabla^4 \Psi + 2 \frac{\partial \eta}{\partial X} \frac{\partial}{\partial X} (\nabla^2 \Psi) + 2 \frac{\partial \eta}{\partial Y} \frac{\partial}{\partial Y} (\nabla^2 \Psi) + 4 \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} + \nabla_r^2 \eta \nabla_r^2 \Psi = 0. \quad (1.6)$$

Здесь операторы

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}, \quad \nabla^4 = \nabla^2 (\nabla^2), \quad \nabla_r^2 = \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\partial^2}{\partial Y^2}. \quad (1.7)$$

При  $\eta = \text{const}$  (1.6) переходит в бигармоническое уравнение относительно функции тока  $\nabla^4 \Psi = 0$ . Заметим, что уравнение, аналогичное (1.6), но относительно функции перемещений было получено Я. Голецким [1] для несжимаемого неоднородного линейно-упругого тела. Какие-либо частные случаи и решения в этой статье не рассматривались. Полагая, что вязкость зависит только от  $Y$ , на основании (1.6) получим

$$\eta \nabla^4 \Psi + 2\eta' (\nabla^2 \Psi)' - \eta'' \nabla_r^2 \Psi = 0. \quad (1.8)$$

Здесь штрих означает дифференцирование по  $Y$ .

Не рассматривая пока решений уравнения (1.8) при конкретных законах изменения вязкости и не выводя формул для напряжений, применим это уравнение к решению простейшего иллюстративного примера, о котором уже шла речь выше. Предположим, что весьма длинный прямоугольный массив находится на неподвижном горизонтальном основании и сжимается вдоль длинных кромок жесткими плитами. На рис. 2 изображено поперечное сечение массива мощностью  $H$  и шириной сечения  $L$ . Будем считать, что левая плита неподвижна, а правая движется справа налево с постоянной скоростью  $\dot{V}_0$ . Предположим также, что «торцы» массива упираются в неподвижные жесткие плиты. Считая массив находящимся в условиях плоской деформации, определим его напряженное состояние, рассматривая процесс деформирования как равновесный. Вязкость материала будем считать зависящей только от вертикальной координаты  $\eta = \eta(Y)$ . Простоты ради,  $\rho$  — плотность материала и  $g$  — ускорение силы тяжести будем считать не зависящими от  $Y$  и, следовательно, полагать удельный вес  $\rho g$  постоянным; пренебрежем также силами трения как между массивом и основанием, так и между массивом и всеми ограничивающими его плитами; тем самым задача фактически сведется к частному виду двусосного сжатия весомого неоднородного массива.

Как следует из сказанного выше, решение уравнения (1.8) надо искать при следующих граничных условиях:

$$X = 0: \tau_{xy} = 0, \dot{U} = 0; \quad X = L: \tau_{xy} = 0, \dot{U} = -\dot{V}_0; \quad (1.9)$$

$$Y = 0: \tau_{xy} = 0, \sigma_y = 0; \quad Y = H: \tau_{xy} = 0, \dot{V} = 0. \quad (1.10)$$

Попробуем удовлетворить этим условиям, положив

$$\psi = A_1 XY + A_2 X, \quad (1.11)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — неизвестные пока постоянные. Уравнение (1.8), как видно, удовлетворится тождественно, а на основании первой из формул (1.5) найдем, что  $\tau_{xy} = 0$ , и, следовательно, условия (1.9) и (1.10) для  $\tau_{xy}$  оказываются удовлетворенными. Обращаясь ко второму из уравнений (1.2) и полагая  $p = \rho g$ , найдем после интегрирования и использования условия (1.10) для  $\sigma_y$ , что  $\sigma_y = -\rho g Y$ . Теперь, используя (1.11), из формул (1.5) получим  $\sigma_x = 4A_1\eta - \rho g Y$ . Обращаясь к (1.1), найдем, что  $\sigma_z = 2A_1\eta - \rho g Y$ . Для определения скоростей смещений воспользуемся формулами (1.4), откуда непосредственно вытекает, что  $\dot{U} = A_1 X$ ,  $\dot{V} = -A_1 Y + A_2$ . Используя краевые условия (1.9) и (1.10) для  $\dot{U}$  и  $\dot{V}$ , найдем, что  $A_1 = -V_0/L$ ,  $A_2 = V_0 L/H$ . Окончательно будем иметь

$$\begin{aligned} \sigma_x &= -4\frac{V_0}{L}\eta - \rho g Y, \quad \sigma_y = -\rho g Y, \quad \sigma_z = -2\frac{V_0}{L}\eta - \rho g Y, \\ \dot{U} &= -\frac{V_0}{L}X, \quad \dot{V} = -\frac{V_0}{L}(H - Y). \end{aligned} \quad (1.12)$$

Из формул (1.12) следует, что напряжения в массиве, вызванные давлением горизонтально смещающейся боковой плиты, т. е. первые слагаемые в выражениях (1.12) для  $\sigma_x$  и  $\sigma_z$ , прямо пропорциональны вязкости материала массива. Если предположить, что вязкость у подошвы массива, скажем, в 100 раз меньше, чем вблизи его поверхности, то и напряжения у подошвы будут в 100 раз меньше, нежели напряжения в приповерхностном слое.

Введем безразмерные координаты и функции

$$\begin{aligned} x &= \frac{X}{H}, \quad y = \frac{Y}{H}, \quad \dot{u} = \frac{\dot{U}}{V_0}, \quad v = \frac{\dot{V}}{V_0}, \\ p_x &= \frac{H^2}{K}\sigma_x, \quad p_y = \frac{H^2}{K}\sigma_y, \\ p_{xy} &= \frac{H^2}{K}\tau_{xy}, \quad \Psi = \frac{\Psi}{V_0 H}, \quad \zeta = \frac{\eta}{\eta_0} v. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Здесь  $H$ ,  $V_0$ ,  $K$  и  $\eta_0$  — некоторые характерные величины длины, скорости, силы и вязкости, которые могут быть выбраны в каждой конкретной задаче наиболее целесообразным образом. Безразмерная  $v$  — некоторый масштабный коэффициент; его введение может, как будет видно из дальнейшего, способствовать упрощению окончательных формул. Используя (1.13), на основании (1.8) получим

$$\zeta \nabla^4 \Psi + 2\zeta'(\nabla^2 \Psi)' - \zeta'' \nabla_r^2 \Psi = 0, \quad (1.14)$$

где аргументами операторов являются уже безразмерные координаты. Легко видеть, что уравнение (1.14) допускает решения в классе функций

$$\Psi(x, y) = f(y)\Phi(x), \quad (1.15)$$

причем  $\Phi(x)$  — функции, удовлетворяющие уравнению

$$\Phi''(x) - \aleph \omega^2 \Phi(x) = 0, \quad (1.16)$$

где  $\aleph = \pm 1$ ,  $\omega$  — произвольный постоянный параметр. Следовательно,

$$\Phi(x) = A_1 \cos \omega x + A_2 \sin \omega x, \quad \aleph = -1, \quad (1.17)$$

$$\Phi(x) = A'_1 e^{\omega x} + A'_2 e^{-\omega x}, \quad \aleph = +1. \quad (1.18)$$

Здесь  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A'_1$  и  $A'_2$  — произвольные постоянные. Заменяя в уравнении (1.14)  $\Psi(x, y)$  по формуле (1.15), где вместо  $\Phi(x)$  подставлена правая часть (1.17) или (1.18), получим для определения  $f(y)$  линейное уравнение с переменными коэффициентами, зависящими от вида функции  $\zeta(y)$ . Предположим, что вязкость линейно зависит от  $Y$ :

$$\eta = \eta_0 + \lambda Y, \quad (1.19)$$

где постоянная  $\lambda$  может быть как положительной, так и отрицательной, но, разумеется, ее модуль всегда ограничен условием  $\eta > 0$ . Согласно (1.13) будем иметь

$$\zeta = v + \aleph_1 y, \quad (1.20)$$

где  $v = \eta_0 / |\lambda| H$ ,  $\aleph = \text{sign } \lambda$ .

Уравнение (1.14) примет вид

$$\zeta \nabla^4 \Psi + 2\aleph_1 (\nabla^2 \Psi)' = 0. \quad (1.21)$$

Если теперь воспользоваться (1.15) и положить  $\aleph = -1$ , т. е. под  $\Phi(x)$  подразумевать правую часть уравнения (1.17), то на основании (1.21) и (1.15) найдем, что

$$f(y) = \frac{1}{2\omega} [C_1 (e^{\omega\zeta} \ln \zeta - J_1 e^{-\omega\zeta}) + C_2 (-e^{-\omega\zeta} \ln \zeta + J_2 e^{\omega\zeta})] + C_3 e^{\omega\zeta} + C_4 e^{-\omega\zeta}. \quad (1.22)$$

Здесь  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  и  $C_4$  — произвольные постоянные,  $\zeta$  выражается через  $y$  по уравнению (1.20),  $J_1$  и  $J_2$  — функции  $\zeta$ , определяющиеся по формулам

$$J_1 = \int (1/\zeta) e^{2\omega\zeta} d\zeta = \ln \zeta + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(2\omega\zeta)^m}{m \cdot m!}, \quad J_2 = \int (1/\zeta) e^{-2\omega\zeta} dz = \ln \zeta + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-2\omega\zeta)^m}{m \cdot m!}. \quad (1.23)$$

Имея в виду практические приложения, естественно прибегнуть к разложению  $\psi(x, y)$  в ряд Фурье, т. е. решение уравнения (1.21) вида (1.15) представить в виде бесконечной суммы

$$\psi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2\omega} [C_{1n} (e^{\omega\zeta} \ln \zeta - J_1 e^{-\omega\zeta}) + C_{2n} (-e^{-\omega\zeta} \ln \zeta + J_2 e^{\omega\zeta})] + C_{3n} e^{\omega\zeta} + C_{4n} e^{-\omega\zeta} \right\} (A_{1n} \cos \omega x + A_{2n} \sin \omega x) \quad (1.24)$$

Здесь  $\omega = n\pi/l$ ;  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $l = L/H$  где  $L$  — второй характерный размер области, где решение ищется. Если положить  $\aleph = \pm 1$ , т. е. принять за  $\Phi(x)$  выражение (1.18), то вместо (1.22) получим

$$f(y) = \frac{1}{2\omega} \{C_1 [(\ln \zeta + J_1') \sin \omega\zeta - J_2' \cos \omega\zeta] + C_2 [J_2' \sin \omega\zeta + (\ln \zeta - J_1') \cos \omega\zeta] + C_3 \cos \omega\zeta + C_4 \sin \omega\zeta\}, \quad (1.25)$$

где

$$J_1' = \int \frac{\cos 2\omega\zeta}{\zeta} d\zeta = \ln(2\omega\zeta) + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{(2\omega\zeta)^{2m}}{2m(2m)!}, \quad (1.26)$$

$$J_2' = \int \frac{\sin 2\omega\zeta}{\zeta} d\zeta = 2\omega\zeta + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{(2\omega\zeta)^{2m+1}}{(2m+1)(2m+1)!}.$$

Зная функцию  $\psi(x, y)$ , удовлетворяющую уравнению (1.14), можно получить выражения для напряжений и скоростей смещений. Если  $\psi(x, y)$  имеет вид (1.15), на основании (1.4) и (1.13) сразу получаем

$$\dot{u} = f'(y)\Phi(x), \quad \dot{v} = -f(y)\Phi'(x). \quad (1.27)$$

Воспользуемся произволом выбора  $K$  и положим

$$K = |\lambda| V_0 H^2. \quad (1.28)$$

Теперь на основании (1.5), используя (1.13), (1.15), (1.16), (1.20) и (1.28), найдем, что

$$p_x - p_y = 4\zeta f'(y)\Phi'(x), \quad p_{xy} = \zeta [f''(y) - \aleph \omega^2 f(y)]\Phi(x). \quad (1.29)$$

Чтобы получить формулы для каждого из безразмерных нормальных напряжений, надо обратиться к уравнениям равновесия (1.2). Подставляя туда после перехода к безразмерным величинам выражение (1.29) для  $p_{xy}$  и интегрируя, получим

$$p_x = \frac{1}{\omega^2} \Phi'(x) \{ \zeta [-\aleph f'''(y) + \omega^2 f'(y)] - \aleph f''(y) + \omega^2 f(y) \} + x_1(y),$$

$$p_y = \frac{1}{\omega^2} \Phi'(x) \{ \zeta [\aleph f'''(y) + 3\omega^2 f'(y)] + \aleph f''(y) - \omega^2 f(y) \} - P(y) + x_2(x),$$

где  $x_1(y)$  — произвольная функция  $y$ , а  $x_2(x)$  — произвольная функция  $x$ ,

$$P(y) = \frac{H^3}{K} \int_0^y p(Hy) dy = \frac{H}{\lambda V_0} \int_0^y p(Hy) dy. \quad (1.30)$$

Подставляя эти выражения в первое из уравнений (1.29), которое должно удовлетворяться тождественно, найдем, что

$$x_1(y) = P(y), \quad x_2(x) = 0.$$

Окончательно

$$p_x = \frac{1}{\omega^2} \Phi'(x) \{ \zeta [-\aleph f'''(y) + \omega^2 f'(y)] - \aleph f''(y) + \omega^2 f(y) \} - P(y),$$

$$p_y = -\frac{1}{\omega^2} \Phi'(x) \{ \zeta [\aleph f'''(y) + 3\omega^2 f'(y)] + \aleph f''(y) - \omega^2 f(y) \} - P(y). \quad (1.31)$$

Выпишем формулы для напряжений и скоростей смещений в развернутом виде, ограничиваясь представляющим наибольший интерес для приложений случаем, когда  $\aleph = -1$  и  $\psi(x, y)$  определяется по (1.24). Опуская индекс  $n$  у постоянных, будем иметь

$$p_x - p_y = \aleph_1 \sum_{n=1}^{\infty} 2\omega \zeta \{ C_1 (e^{\omega \zeta} \ln \zeta + J_1 e^{-\omega \zeta}) + C_2 (e^{-\omega \zeta} \ln \zeta + J_2 e^{\omega \zeta}) + 2\omega (C_3 e^{\omega \zeta} + C_4 e^{-\omega \zeta}) \} (-A_1 \sin \omega x + A_2 \cos \omega x), \quad (1.32)$$

$$p_{xy} = \sum_{n=1}^{\infty} \{ C_1 [(\omega \zeta \ln \zeta + 1) e^{\omega \zeta} - \omega \zeta J_1 e^{-\omega \zeta}] + C_2 [\omega \zeta J_2 e^{\omega \zeta} - (\omega \zeta \ln \zeta - 1) e^{-\omega \zeta}] + 2\omega^2 \zeta (C_3 e^{\omega \zeta} + C_4 e^{-\omega \zeta}) \} (A_1 \cos \omega x + A_2 \sin \omega x), \quad (1.33)$$

$$p_x = \aleph_1 \sum_{n=1}^{\infty} \{ C_1 [(\omega \zeta + 1) \ln \zeta + 1] e^{\omega \zeta} + (\omega \zeta - 1) J_1 e^{-\omega \zeta} + C_2 [(\omega \zeta - 1) \ln \zeta - 1] e^{-\omega \zeta} + (\omega \zeta + 1) J_2 e^{\omega \zeta} + 2\omega [C_3 (\omega \zeta + 1) e^{\omega \zeta} - C_4 (\omega \zeta - 1) e^{-\omega \zeta}] \} (-A_1 \sin \omega x + A_2 \cos \omega x) - P(y), \quad (1.34)$$

$$p_y = -\aleph_1 \sum_{n=1}^{\infty} \{ C_1 [(\omega \zeta - 1) \ln \zeta - 1] e^{\omega \zeta} + (\omega \zeta + 1) J_1 e^{-\omega \zeta} + C_2 [(\omega \zeta + 1) \ln \zeta + 1] e^{-\omega \zeta} + (\omega \zeta - 1) J_2 e^{\omega \zeta} + 2\omega [C_3 (\omega \zeta - 1) e^{\omega \zeta} - C_4 (\omega \zeta + 1) e^{-\omega \zeta}] \} (-A_1 \sin \omega x + A_2 \cos \omega x) - P(y), \quad (1.35)$$

$$\dot{u} = \aleph_1 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} [C_1 (\ln \zeta e^{\omega \zeta} + J_1 e^{-\omega \zeta}) + C_2 (\ln \zeta e^{-\omega \zeta} + J_2 e^{\omega \zeta})] + \omega (C_3 e^{\omega \zeta} - C_4 e^{-\omega \zeta}) \right\} (A_1 \cos \omega x + A_2 \sin \omega x), \quad (1.36)$$

$$\dot{v} = -\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} [C_1 (\ln \zeta e^{\omega \zeta} - J_1 e^{-\omega \zeta}) + C_2 (-\ln \zeta e^{-\omega \zeta} + J_2 e^{\omega \zeta})] + \omega (C_3 e^{\omega \zeta} + C_4 e^{-\omega \zeta}) \right\} (-A_1 \sin \omega x + A_2 \cos \omega x). \quad (1.37)$$

Как видно из уравнения (1.21), его решениями будут также являться все функции, удовлетворяющие уравнению Лапласа  $\nabla^2\psi = 0$ . Как хорошо известно, в реальных задачах широко используются такие приемы, как наложение решений и смягчение краевых условий. В этих случаях весьма полезными оказываются готовые формулы, описывающие некоторый набор простейших напряженных состояний. В плоской задаче для однородного тела такие формулы прежде всего получаются при представлении разрешающей функции в виде полиномов. То же будет иметь место и для неоднородного тела, однако здесь при вязкости, линейно зависящей от  $y$ , уже у полиномов третьей степени не все коэффициенты независимы; соответствующие соотношения находятся непосредственно при подстановке выражения  $\psi(x, y)$  в уравнение (1.21). Степени полиномов, через которые выражаются напряжения, оказываются на единицу ниже степени  $\psi(x, y)$ .

2. Перейдем к другому варианту решения той же задачи плоской деформации для линейно-вязкого неоднородного тела. Следуя [3], введем, как это уже говорилось, в качестве разрешающей так называемую функцию напряжений. Будем пользоваться той же безразмерной системой координат, безразмерными напряжениями и скоростями смещений, которые были введены с помощью формул (1.13). Это позволит сразу иметь дело с безразмерной функцией напряжений. Введем ее с помощью соотношений

$$p_x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - P(y), \quad p_y = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - P(y), \quad p_{xy} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y}. \quad (2.1)$$

Здесь  $P(y)$  — безразмерное давление, вызванное собственным весом, определяется первым из выражений (1.30), где величина  $K$ , имеющая размерность силы, пока не конкретизирована; если считать удельный вес  $\rho g$  постоянным, то  $P(y) = H^3 \rho g y / K$ . При подстановке выражений (2.1) в уравнения равновесия (1.2) последние, как известно, удовлетворяются тождественно. Чтобы получить разрешающее уравнение, надо в формулах (1.1), после перехода к безразмерным величинам и замены напряжений по (2.1), с помощью последовательных дифференцирований исключить  $\dot{u}$  и  $\dot{v}$ , т. е., иначе говоря, выразить через функцию напряжений условие неразрывности. Не останавливаясь на этом выводе, обратимся к готовому результату, приведенному в работе [3]. Если, полагая  $\eta/\eta_0 = \zeta$ , перейти к безразмерной вязкости  $\zeta = \zeta(x, y)$ , т. е. воспользоваться (1.13), где положено  $\nu = 1$ , то разрешающее уравнение примет вид

$$\zeta \nabla^4 \varphi - \left\{ \frac{2}{\zeta} [(\zeta'_y)^2 - (\zeta'_x)^2] + \nabla_r^2 \zeta \right\} \nabla_r^2 \varphi - 4 \left( \zeta''_{xy} - \frac{2}{\zeta} \zeta'_x \zeta'_y \right) \varphi''_{xy} + 2[\zeta'_y (\nabla_r^2 \varphi)'_y - \zeta'_x (\nabla_r^2 \varphi)'_x] - 4(\zeta'_y \varphi'''_{xxy} + \zeta'_x \varphi'''_{xyy}) = 0. \quad (2.2)$$

Здесь операторы определяются согласно (1.7), но при безразмерных аргументах  $x$  и  $y$ . Заметим, что безразмерная функция напряжений  $\varphi$  и безразмерная функция тока  $\psi$  связаны дифференциальными зависимостями. Последние легко установить, если заметить, что на основании (1.5) и (1.13) при  $\nu = 1$

$$p_{xy} = -\frac{\eta_0 V_0 H}{K} \zeta \nabla_r^2 \psi, \quad p_x - p_y = \frac{\eta_0 V_0 H}{K} 4\zeta \psi''_{xy}, \quad (2.3)$$

но из (2.1) следует, что

$$p_{xy} = -\varphi''_{xy}, \quad p_x - p_y = -\nabla_r^2 \varphi.$$

Положим

$$K = \eta_0 V_0 H. \quad (2.4)$$

Потребуем, чтобы и в решении, где используется функция напряжений, под  $K$  подразумевалась бы та же самая величина, и тогда найдем, что

$$\nabla_r^2 \varphi = -4\zeta \psi''_{xy}, \quad \varphi''_{xy} = \zeta \nabla_r^2 \psi.$$

Полагая, что вязкость изменяется лишь с глубиной, т. е.  $\zeta = \zeta(y)$ , приходим к уравнению

$$\nabla^4 \varphi + \xi_1(y) \nabla_r^2 \varphi - \xi_2(y) (\nabla^2 \varphi)' = 0, \quad (2.5)$$

где

$$\xi_1(y) = \frac{1}{\zeta^2} (\zeta \zeta'' - 2\zeta'^2), \quad \xi_2(y) = 2 \frac{\zeta'}{\zeta}. \quad (2.6)$$

Штрих означает дифференцирование по  $y$ . При  $\zeta = \text{const}$  уравнение (2.5) переходит в бигармоническое уравнение относительно функции напряжений.

Легко видеть, что уравнение (2.2) выглядит значительно более сложным, нежели (1.6), равно как и (2.5) по сравнению с (1.14). Тем не менее, на наш взгляд, оба варианта заслуживают внимания. В тех задачах, где краевые условия задаются в скоростях смещений и где вообще главный интерес представляет кинематическая картина деформирования, естественно использовать в качестве разрешающей функцию тока, так как после ее нахождения скорости находятся сразу. В свою очередь, если наибольший интерес представляет напряженное состояние объекта, в конечном счете более простым может оказаться решение с использованием функции напряжений. Заметим, кстати, что в теории упругости неоднородных тел накоплен большой опыт решения уравнений вида (2.5) и он может оказаться полезным и при решении некоторых геофизических задач.

Обратимся к методам интегрирования уравнений (2.5). В него, так же как и в (1.14), входят лишь четные производные  $\varphi$  по  $x$ . Отсюда следует, что это уравнение также имеет класс решений вида

$$\varphi(x, y) = F(y) \Phi(x), \quad (2.7)$$

где  $F(y)$  зависит только от  $y$ , а под  $\Phi(x)$  следует подразумевать совокупность функций, удовлетворяющих уравнению (1.16), общий интеграл которого при  $\aleph = -1$  выражается через гармонические функции и имеет вид (1.17) а при  $\aleph = 1$  выражается через показательные функции и имеет вид (1.18). Подставляя функцию (1.17) в уравнение (2.5), найдем, что  $F(y)$  должна быть общим интегралом уравнения

$$F^{IV}(y) - \xi_2(y) F'''(y) - [\xi_1(y) + 2\omega^2] F''(y) + \omega^2 \xi_2(y) F'(y) + \omega^2 [\omega^2 - \xi_1(y)] F(y) = 0. \quad (2.8.)$$

Суммы произведений вида (2.7) также являются решениями уравнения (2.5) при условии, что в каждом слагаемом  $F(y)$  и  $\Phi(x)$  находятся, как описано выше. Для геофизических задач с практической точки зрения, видимо, так же как и при использовании первого варианта, наибольший интерес представляют частные решения в форме бесконечных сумм при выборе  $\Phi(x)$  в виде гармонической функции и представлении  $\varphi(x, y)$  в форме разложения в ряд Фурье. Из практических соображений, подобно тому, как это делается в бигармонической задаче, целесообразно строить решение в виде двух бесконечных сумм, дополненных полиномами, т. е. задаться функцией напряжений вида

$$\varphi(x, y) = \Pi(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} F_{1n}(y) \cos \omega x + \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n}(y) \sin \omega x, \quad (2.9)$$

здесь  $\omega$  имеет тот же смысл, что и в (1.24). Коэффициенты полинома  $\Pi(x, y)$  не независимы. Соотношения между ними определяются по условию, что при замене  $\varphi(x, y)$  на  $\Pi(x, y)$  в уравнении (2.5) последнее должно обращаться в тождество.

Имея в виду построение решений задач о напряженном состоянии «полосы», когда размер прямоугольной области в направлении  $x$  рассматривается как неограниченный, удобно представить функцию напряжений в виде

интегралов Фурье

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} [F_1(\omega y) \cos \omega x + F_2(\omega y) \sin \omega x] d\omega \quad (2.10)$$

Здесь  $\omega$  — аргумент, по которому ведется интегрирование. Функции  $F_{1n}(y)$  и  $F_{2n}(y)$ ,  $F_1(\omega y)$  и  $F_2(\omega y)$  должны являться интегралами уравнений вида (2.8). Выпишем формулы для безразмерных напряжений для случая, когда  $\varphi(x, y)$  выражается по (2.9):

$$p_x = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y^2} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{1n}''(y) \cos \omega x + \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n}''(y) \sin \omega x - P(y), \quad (2.11)$$

$$p_y = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} - \sum_{n=1}^{\infty} F_{1n}(y) \omega^2 \cos \omega x - \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n}(y) \omega^2 \sin \omega x - P(y), \quad (2.12)$$

$$p_{xy} = -\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x \partial y} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{1n}'(y) \omega \sin \omega x - \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n}'(y) \omega \cos \omega x. \quad (2.13)$$

Если  $K$  выбирается в виде (2.4), то для безразмерных скоростей смещений будем иметь

$$\dot{u} = \frac{1}{4\zeta(y)} \left\{ \int \left( \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} \right) dx + \sum_{n=1}^{\infty} [F_{1n}''(y) + \omega^2 F_{1n}(y)] \frac{\sin \omega x}{\omega} - \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} [F_{2n}''(y) + \omega^2 F_{2n}(y)] \frac{\cos \omega x}{\omega} \right\} + B_1 y + B_2, \quad (2.14)$$

$$\dot{v} = -\frac{1}{4} \left\{ \int \left( \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} \right) \frac{dy}{\zeta(y)} + \sum_{n=1}^{\infty} \cos \omega x \int [F_{1n}''(y) + \omega^2 F_{1n}(y)] \frac{dy}{\zeta(y)} + \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \sin \omega x \int [F_{2n}''(y) + \omega^2 F_{2n}(y)] \frac{dy}{\zeta(y)} \right\} - B_1 x + B_3, \quad (2.15)$$

где  $B_1, B_2, B_3$  — произвольные постоянные.

Если используется представление функции напряжений через интеграл Фурье, то формулы для напряжений и скоростей перемещений получаются непосредственно из (2.11) — (2.15) заменой бесконечных сумм интегралами. Так, при  $\varphi(x, y)$ , выражающейся

первым слагаемым (2.10), и  $\Pi(x, y) = 0$ , получим  $p_x = \int_{-\infty}^{\infty} F_1''(\omega y) \cos \omega x d\omega - P(y)$  и т. д.

Таким образом, при конкретном задании закона изменения вязкости после отыскания  $F(y)$  можно рассматривать формулы (2.11) — (2.15) как готовые. Решение какой-либо конкретной задачи сведется к определению произвольных постоянных интегрирования на основании соответственным образом представленных краевых условий.

Общий интеграл уравнения (2.8) существенно зависит от конкретных выражений функций  $\xi_1(y)$  и  $\xi_2(y)$ , т. е. от закона изменения вязкости. Не ставя своей целью построения каких-либо общих методов решения при произвольной функции  $\zeta(y)$ , остановимся на возможности получения результатов, когда используется простейшая аппроксимация, весьма грубая, но все же позволяющая с точностью, достаточной для оценки порядка величины, ухватить закономерность изменения вязкости с глубиной.

Заметим, что еще А. Надаи в уже упоминавшейся монографии [6] предлагал использовать в качестве простейшего приближения линейную аппроксимацию закона изменения вязкости коры по всей ее мощности, считая вяз-

кость у подошвы просто равной нулю. Иначе говоря, предполагалась зависимость вида  $\eta = \eta_0 [1 - (Y/H)]$ , где  $\eta_0$  — вязкость вблизи поверхности,  $H$  — мощность коры. Ранее было построено решение задачи плоской деформации в предположении, что с глубиной вязкость меняется линейно, но у подошвы не равна нулю. При этом имелось в виду главным образом, что по крайней мере для конкретных районов по мере накопления новых данных появятся возможности построения на их основе хотя бы кусочно-линейных графиков изменения вязкости с глубиной. Подобные графики могли бы учитывать изменение вязкости, связанное не только с изменением температуры и давления, но и с переходом от одних слагающих пород к другим. Все же, если говорить о сегодняшнем дне и иметь в виду попытки решения задач для объемов, где мощности имеют по крайней мере порядок нескольких десятых мощности литосферы и следует ожидать изменения температуры на несколько сот градусов, видимо, целесообразнее использовать иные аппроксимации закона изменения вязкости с глубиной. С этой точки зрения представляется, что опять-таки, разумеется лишь в качестве первого приближения, можно принять простейший экспоненциальный закон

$$\eta = \eta_0 e^{-ky}, \quad (2.16)$$

где  $k$  — постоянная. Чисто формальные преимущества зависимости (2.16) очевидны. Уравнение (2.6) при этом обращается в уравнение с постоянными коэффициентами. Общий интеграл его легко находится и, как будет показано ниже, выражается через элементарные функции. Однако в пользу соотношения (2.16) говорит не только формальная сторона. Дело в том, что в формулах, выражающих зависимость величины вязкости от абсолютной температуры  $T$ , множитель, «управляющий» порядком величины, имеет вид  $e^{\gamma/T}$ , независимо от того, идет ли речь о диффузионной вязкости или о вязкости в условиях ползучести [5, 8, 7]<sup>1</sup>. Величина  $\gamma$  представляет собой отношение энергии активации к газовой постоянной и, следовательно, в общем случае зависит от материала и физических параметров, определяющих его состояние. Если иметь в виду интересующий нас порядок этой величины, то удобно, следуя автору монографии [5], положить  $\gamma/T = \zeta_1 T_{\text{пл}}(p)/T$ ; здесь  $T_{\text{пл}}(p)$  — абсолютная температура плавления вещества в функции давления  $p$ , а  $\zeta_1$  — уже безразмерная постоянная. Пусть вблизи поверхности  $\eta = \eta_0$ ,  $T = T_0$ ,  $\gamma = \gamma_0$ , тогда, если множитель перед экспонентой в выражении вязкости осреднен и считается не зависящим от глубины, мы приходим к формуле  $\eta = \eta_0 \exp(\gamma/T - \gamma_0/T_0)$ . Если теперь линеаризировать закон изменения температуры с глубиной, пренебречь изменением  $T_{\text{пл}}$  на глубинах, не превышающих мощности литосферы, то получим, что  $\frac{\gamma}{T} - \frac{\gamma_0}{T_0} \approx -\zeta_1 \frac{T_{\text{пл}}}{T_0} \frac{\mu y}{1 + \mu y}$ ; здесь  $y$  — расстояние от дневной по-

верхности, отнесенное к мощности литосферы, и,  $\mu = \frac{1}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y}$  — безразмерный средний

градиент температурного поля в литосфере. Идя по пути дальнейших упрощений и учитывая, что  $0 \leq y \leq 1$ , заменим выражение  $1 + \mu y$  в знаменателе показателя экспоненты на некоторое постоянное значение  $1 + \mu y_1$ . При этом величину  $y_1$  будем выбирать применительно к данной конкретной задаче как наибольшее безразмерное расстояние до нижней границы рассматриваемого объема. Если таковой является подошва литосферы, то  $y_1 = 1$ . Таким образом, мы и приходим к уравнению (2.16), характеризующему закон

изменения вязкости с глубиной, причем  $k \approx \zeta_1 \frac{T_{\text{пл}}}{T_0} \frac{\mu}{1 + \mu y_1}$ . Заметим, что описанная выше

аппроксимация более сложной экспоненциальной функции с помощью более простой на конечном интервале  $0 \leq y \leq y_1$  будет тем точнее, чем меньше  $y_1$  по сравнению с единицей. Все же введение функции (2.16) несомненно вносит дальнейшее ог-

<sup>1</sup> В выражение диффузионной вязкости  $T$  входит еще в виде множителя перед экспонентой [5].



рубление результата, особенно потому, что аппроксимация скажется и на первых двух производных, а следовательно, и на значениях  $\xi_1(y)$  и  $\xi_2(y)$ . Тем не менее использование функции (2.16) нам представляется существенным шагом вперед по сравнению, скажем, с использованием линейной зависимости  $A$ . Надаи, не говоря уже о предположении, что  $\eta = \text{const}$  по всей толще литосферы. Заметим еще, что при изучении тектонических процессов, видимо, надо ориентироваться на так называемую пластическую вязкость — вязкость при ползучести, которая, как уже говорилось выше, зависит от девиатора напряжений. Отсюда вытекает, что при использовании (2.16) выбор величины  $\eta_0$  надо связать со значением некоторого «среднего ожидаемого» напряжения или соответствующей скорости деформации. Поскольку значение величины вязкости для материалов типа горных пород менее чувствительно к изменению напряжения, нежели к изменению температуры, описанный выше подход и представляется обоснованным.

Итак, изложим ход решения задачи, принимая зависимость (2.16), т. е. полагая  $\zeta = e^{-ky}$ . Тогда на основании (2.6) найдем, что  $\xi_1(y) = -k^2$ ,  $\xi_2(y) = -2k$ , и уравнение (2.8) примет вид

$$F^{IV}(y) + 2kF^{III}(y) - (2\omega^2 - k^2)F^{II}(y) - 2k\omega^2 F^I(y) + \omega^2(\omega^2 + k^2)F(y) = 0. \quad (2.17)$$

Общий интеграл (2.17) может быть записан в виде

$$F(y) = e^{-\frac{k}{2}y} [e^{\alpha y} (C_1 \cos \beta y + C_2 \sin \beta y) + e^{-\alpha y} (C_3 \cos \beta y + C_4 \sin \beta y)]. \quad (2.18)$$

Здесь  $C_1 - C_4$  — произвольные постоянные

$$\alpha = \left[ \frac{1}{2}(\sqrt{a^2 + b^2} + a) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \beta = \left[ \frac{1}{2}(\sqrt{a^2 + b^2} - a) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.19)$$

$$a = \frac{k^2}{4} + \omega^2, \quad b = k\omega.$$

На основании (2.11) — (2.15), ограничиваясь случаем, когда в выражении (2.9) положено  $\Pi(x, y) = 0$  и  $F_{2n}(y) = 0$  и, следовательно, функция напряжений представляется разложенной в ряд Фурье по косинусам, для определения безразмерных напряжений и скоростей смещений получим формулы

$$p_x = e^{-\frac{ky}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \{ e^{\alpha y} (C_1 [(m_1 - \omega^2) \cos \beta y + m_2 \sin \beta y] + C_2 [-m_2 \cos \beta y + (m_1 - \omega^2) \sin \beta y]) + e^{-\alpha y} (C_3 [(m_3 - \omega^2) \cos \beta y + m_4 \sin \beta y] + C_4 [-m_4 \cos \beta y + (m_3 - \omega^2) \sin \beta y]) \} \cos \omega x - P(y). \quad (2.20)$$

$$p_y = -e^{-\frac{ky}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \{ e^{\alpha y} (C_1 \cos \beta y + C_2 \sin \beta y) + e^{-\alpha y} (C_3 \cos \beta y + C_4 \sin \beta y) \} \omega^2 \sin \omega x - P(y), \quad (2.21)$$

$$p_{xy} = e^{-\frac{ky}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \{ e^{\alpha y} (C_1 [(\alpha - \frac{k}{2}) \cos \beta y - \beta \sin \beta y] + C_2 [\beta \cos \beta y + (\alpha - \frac{k}{2}) \sin \beta y]) + e^{-\alpha y} (C_3 [-(\alpha + \frac{k}{2}) \cos \beta y - \beta \sin \beta y] + C_4 [\beta \cos \beta y - (\alpha + \frac{k}{2}) \sin \beta y]) \} \omega \sin \omega x, \quad (2.22)$$

$$\dot{u} = \frac{1}{4} e^{\frac{k}{2}y} \sum_{n=1}^{\infty} \{ e^{\alpha y} [C_1 (m_1 \cos \beta y + m_2 \sin \beta y) + C_2 (-m_2 \cos \beta y + m_1 \sin \beta y)] + e^{-\alpha y} [C_3 (m_3 \cos \beta y + m_4 \sin \beta y) + C_4 (-m_4 \cos \beta y + m_3 \sin \beta y)] \} \frac{\sin \omega x}{\omega} + B_1 y + B_2, \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \dot{v} = & -\frac{1}{4} e^{\frac{k}{2}y} \sum_{n=1}^{\infty} \{e^{ay} [C_1(m_5 \cos \beta y + m_6 \sin \beta y) + C_2(-m_6 \cos \beta y + \\ & + m_5 \sin \beta y)] + e^{-ay} [C_3(m_7 \cos \beta y + m_8 \sin \beta y) + \\ & + C_4(-m_8 \cos \beta y + m_7 \sin \beta y)]\} \cos \omega x - B_1 x + B_3. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Здесь

$$\begin{aligned} m_1 &= \left(\frac{k}{2} - \alpha\right)^2 + \beta^2 + \omega^2, & m_2 &= 2\beta \left(\frac{k}{2} - \alpha\right), & m_3 &= \left(\frac{k}{2} + \alpha\right)^2 - \beta^2 + \omega^2, \\ m_4 &= 2\beta \left(\frac{k}{2} + \alpha\right), & m_5 &= \frac{k^2 + \omega^2}{\left(\frac{k}{2} + \alpha\right)^2 + \beta^2} \left(\frac{k}{2} + \alpha\right) - \left(\frac{3}{2}k - \alpha\right), \\ m_6 &= \left[ \frac{k^2 + \omega^2}{\left(\frac{k}{2} + \alpha\right)^2 + \beta^2} - 1 \right] \beta, & m_7 &= \frac{k^2 + \omega^2}{\left(\frac{k}{2} - \alpha\right)^2 + \beta^2} \left(\frac{k}{2} - \alpha\right) - \left(\frac{3}{2}k + \alpha\right), \\ m_8 &= \left[ \frac{k^2 + \omega^2}{\left(\frac{k}{2} - \alpha\right)^2 + \beta^2} - 1 \right] \beta. \end{aligned} \quad (2.25)$$

В формулах (2.20) — (2.25) и далее у постоянных  $C_1 \dots C_4$  и величин  $m_1, \dots, m_8$  ради простоты записи опущен индекс  $n$ .

Постоянные  $B_1 \dots B_3$  отвечают скоростям смещений тела в плоскости  $xy$ , как абсолютно жесткого и всегда могут быть положены равными нулю.

Из (2.23) и (2.24) вытекает, что скорости смещений дневной поверхности определяются по формулам

$$\dot{u}(x, 0) = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} (C_1 m_1 - C_2 m_2 + C_3 m_3 - C_4 m_4) \frac{\sin \omega x}{\omega}, \quad (2.26)$$

$$\dot{v}(x, 0) = -\frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} (C_1 m_5 - C_2 m_6 + C_3 m_7 - C_4 m_8) \cos \omega x. \quad (2.27)$$

В подавляющем большинстве случаев, задачи о напряженном состоянии участков литосферы, сводимые к задачам плоской деформации для прямоугольной области, ставятся в предположении, что на дневной поверхности напряжения отсутствуют, т. е. что при  $y = 0$   $p_y = p_{xy} = 0$ . Отсюда на основании (2.21) и (2.22) получаем два уравнения для определения постоянных:

$$C_1 + C_3 = 0, \quad (C_1 - C_3)\alpha + (C_2 + C_4)\beta = 0. \quad (2.28)$$

Остальные два уравнения должны быть получены из условий на нижней границе рассматриваемого массива; если исследуется напряженное состояние всей толщи литосферы, то на ее подошве. Именно эти условия, равно как и условия на боковых границах, по существу, и характеризуют тот механизм деформирования, который определяет искомое напряженное состояние. Условия на нижней границе могут быть поставлены в напряжениях, в скоростях перемещений или смешанные. Должны быть заданы две функции  $x$  при  $y = y_1$ . Разлагая каждую из них в ряд Фурье и применяя обычную процедуру, получим недостающие два уравнения для определения постоянных. В качестве примера рассмотрим случай, когда исследуются скорости смещений и напряженное состояние в пределах некоторого участка по всей толще литосферы, а на ее подошве заданы напряжения. Нормальные считаются равными гидростатическому давлению, а касательные задаются в виде неко-

торой функции  $x$ . Так, скажем, ставилась задача в статье [4], где исследовался вопрос о скоростях смещений дневной поверхности при гипотетическом воздействии на подошву конвекционных потоков в астеносфере. При этом давление потока считалось пренебрежимо малым по сравнению с касательными силами, им создаваемыми; вязкость считалась в работе [4] постоянной. Разлагая функцию, характеризующую касательные напряжения, в гармонический ряд, можно записать условия на подошве литосферы в виде

$$y = 1: \quad p_y = -P(1), \quad p_{xy} = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin \omega x, \quad (2.29)$$

где  $b_n$  — уже известные коэффициенты. Из (2.21) и (2.22) на основании (2.29) получим

$$e^{2\alpha}(C_1 \cos \beta + C_2 \sin \beta) - (C_3 \cos \beta + C_4 \sin \beta) = 0, \\ \omega e^{-k/2} \left\{ \begin{aligned} & e^{\alpha} \left[ C_1 \left[ \left( \alpha - \frac{k}{2} \right) \cos \beta - \beta \sin \beta \right] + C_2 \left[ \beta \cos \beta + \left( \alpha - \frac{k}{2} \right) \sin \beta \right] \right] + \\ & + e^{-\alpha} \left[ C_3 \left[ - \left( \alpha + \frac{k}{2} \right) \cos \beta - \beta \sin \beta \right] + C_4 \left[ \beta \cos \beta - \left( \alpha + \frac{k}{2} \right) \sin \beta \right] \right] \end{aligned} \right\} = b_n \quad (2.30)$$

Решая систему (2.28), (2.30), окончательно получим

$$C_1 = -C_3 = \Omega_n \beta \sin \beta (e^{2\alpha} - 1), \quad C_2 = \Omega_n [2\alpha \sin \beta - \beta (e^{2\alpha} - 1) \cos \beta], \\ C_4 = \Omega_n [\beta (e^{2\alpha} - 1) \cos \beta - 2\alpha e^{2\alpha} \sin \beta], \quad (2.31) \\ \Omega_n = \frac{e^{\alpha+k/2} b_n}{[4\alpha^2 e^{2\alpha} \sin^2 \beta - \beta^2 (e^{2\alpha} - 1)^2] \omega}.$$

Заметим, что если напряжения выражаются формулами (2.20) — (2.22), а скорости — формулами (2.23) — (2.24), то, как и при решении бигармонической задачи для прямоугольной области методом Рибьера или Файлона, на боковых границах можно удовлетворить лишь весьма ограниченному числу вариантов краевых условий. Добавление в выражение  $\varphi(x, y)$  полиномов или иных функций, удовлетворяющих уравнению (2.5), так же как и при использовании в качестве разрешающей функции тока, существенно расширяет возможности построения решения, правда, как правило, при «смягченных» краевых условиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Golecki I. — Bull. Acad. pol. sci. Ser. sci. techn., 1959, v. 8, N 2—3.
2. Григорьев А. С., Ионкин В. П. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 1.
3. Григорьев А. С. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 2.
4. Григорьев А. С. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 6.
5. Жарков В. Н., Трубицын В. Н., Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. М., «Наука», 1971.
6. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т. 2, М., «Мир», 1969.
7. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. М., «Наука», 1966.
8. Стейси Ф. Физика Земли. М., «Мир», 1972.
9. Ушаков С. А., Красс М. С. Сила тяжести и вопросы механики недр Земли. «Недра», М., 1972.

## 2. Тектонофизическое моделирование

---

Д. Н. ОСОКИНА, Н. Ю. ЦВЕТКОВА

### **МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ И В ОЧАГАХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ**

#### **1. ЗАДАЧИ МОДЕЛИРОВАНИЯ**

Изучение напряженного состояния верхних оболочек Земли является областью, в которой перекрещиваются интересы почти всех наук о Земле. Это объясняется тем, что напряженное состояние литосферы представляет собой один из ведущих факторов, определяющих характер тектонических, магматических, метаморфических, гидрогеохимических процессов и широкого спектра связанных с ними явлений [10, 11].

К настоящему времени имеется уже ряд материалов по изучению и косвенным оценкам напряженного состояния земной коры различными методами: с помощью непосредственных измерений в выработках [22, 42], путем анализа сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений [2, 5], с помощью комплекса тектонофизических методов [10, 11], включающего также вновь разработанный метод кинематического анализа [16—18]. Результаты всех этих исследований указывает на значительную неоднородность напряженного состояния литосферы, проявляющуюся в изменениях величины и ориентации главных нормальных ( $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ) и максимальных касательных ( $\tau_{\max}$ ) напряжений в пространстве. Кроме того, отмечается, что во многих районах главные напряжения в горизонтальной плоскости значительно превосходят напряжения от веса вышележащих пород. При этом поле тектонических напряжений характеризуется горизонтальной (или субгоризонтальной) ориентировкой оси наибольшего сжатия  $\sigma_3$ .

Пока остается нерешенным вопрос, составляет ли напряженное состояние литосферы единую глобальную систему напряжений или же оно распадается на самостоятельные поля отдельных мегаблоков или плит. Независимо от того, какой из этих вариантов осуществляется в действительности, устанавливаемую наблюдениями значительную неоднородность напряженного состояния участков литосферы можно рассматривать как результат наложения двух факторов: первичных неоднородностей и вторичных неоднородностей различного порядка. Под первичными подразумеваются неоднородности исходного (мегарегионального) поля тектонических напряжений верхней оболочки Земли, обусловленные особенностями и пространственной приуроченностью глобальных тектонических процессов. Под вторичными подразумеваются неоднородности, возникающие в результате перестройки исходного поля напряжений, вызванной особенностями геологического строения конкретных участков литосферы или коры — наличием в них разрывных нарушений, границ между блоками, складок, слоистости, интрузий и т. д. В пределах единых блоков литосферы основные неоднородности напряженного состояния имеют скорее всего вторичное происхождение. Важней-

шими причинами возмущений исходного поля напряжений можно считать наличие тектонических разрывов и границ, разделяющих или оконтуривающих массивы горных пород с различными реологическими свойствами.

Знание закономерностей, которым подчиняются локальные поля напряжений в окрестностях тектонических разрывов или вблизи других неоднородностей массива, имеет серьезное значение для решения ряда теоретических и практических задач геофизики, геологии и геотектоники. Эти закономерности могут влиять на характер и размещение месторождений руды и других полезных ископаемых, определять особенности развития деформаций в участках литосферы и связанных с ними движений поверхности, определять место и силу будущих землетрясений. Изучение их является важной частью созданного М. В. Гзовским тектонофизического направления исследований тектонических полей напряжений и тесно связано с задачами поиска полезных ископаемых, интерпретации современных движений, прогноза сейсмической опасности и физики явлений, протекающих в очагах землетрясений [10, 11].

Наряду с теоретическими и натурными исследованиями локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов весьма важные результаты могут быть получены при помощи моделирования на оптически чувствительных моделях. В некоторых случаях этот путь оказывается наиболее эффективным, а иногда и единственно возможным.

Настоящая работа содержит изложение методики, позволяющей моделировать локальные поля напряжений, возникающие в результате перестройки поля напряжений под влиянием тектонических разрывов; описание результатов применения этой методики к изучению локальных полей напряжений, возникающих в окрестностях плоских разрывов или в очаге землетрясений; сопоставление этих результатов с теоретическими расчетами; рассмотрение возможностей использования этой методики в тектонофизике и смежных с ней направлениях.

Работы по моделированию тектонических полей напряжений были начаты М. В. Гзовским в 50-х годах и проводились им с сотрудниками в течение ряда лет в лаборатории тектонофизики Института физики Земли АН СССР. М. В. Гзовским и Д. Н. Осокиной была разработана специфическая методика таких исследований, создана аппаратура для испытания моделей и изучения свойств материалов, разработаны и исследованы новые упругие и вязкие оптически чувствительные материалы. Были изучены поля напряжений, соответствующие некоторым важным типам механизмов деформирования земной коры [3, 6—8, 11—13, 23—26].

При проведении этих исследований, как правило, изучались модели однородных участков коры, не содержащие разрывных нарушений или включений. В отдельных случаях исследовалось перераспределение напряжений вокруг разрезов, создававшихся в направлении действия  $\tau_{\max}$  в моделях тектонических структур, изготовленных из студней желатины [8, 13]. Однако разрезы создавались в областях с выраженной неоднородностью поля напряжений, поэтому оценить их влияние на это поле можно было лишь качественно. В дальнейшем методика лаборатории тектонофизики была использована Ш. Д. Фатхуллаевым и В. А. Королевым для изучения влияния на напряженное состояние массива границ различной формы между структурами [40]. Исходное поле напряжений модели, как правило, было также резко неоднородным, а нарушения обычно рассекали модель на отдельные блоки. Модели также изготавливались из студней желатины.

В конце 60-х — начале 70-х годов по инициативе М. В. Гзовского было начато решение нового круга задач: изучение на моделях вторичных или локальных полей напряжений, обусловленных неоднородностями строения участков коры, — в первую очередь наличием древних или вновь возникающих тектонических разрывов со сдвиговыми<sup>1</sup> смещениями по ним.

---

<sup>1</sup> Термин «сдвиговые смещения» применяется здесь в широком (а не в геологическом) смысле и означает смещения берегов разрыва друг относительно друга в плоскости разрыва.

## 2. СПЕЦИФИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ

Специфика тектонических разрывов как нарушений сплошности заключается в том, что в условиях сжатия, преобладающих в коре, их берега, как правило, контактируют между собой, передавая и нормальные и касательные напряжения, а длина их на несколько порядков больше ширины. Поэтому следует моделировать их предельно узкими разрезами, берега которых при небольшом сжатии должны полностью смыкаться. Это сильно затрудняет использование при изучении влияния разрывов на поле напряжений обычно применяемой в технике <sup>1</sup> методики поляризационно-оптического исследования напряжений вокруг вырезов и отверстий в моделях из твердых пластмасс. Основная сложность состоит в том, что на твердой модели трудно осуществить контакт берегов при сжатии и получить при этом достаточную воспроизводимость результатов. Из-за этого поляризационно-оптические исследования на моделях из твердых материалов проводились обычно для щелей с неконтактирующими берегами, причем, как правило, в условиях растяжения. При этом чаще всего исследовалось напряженное состояние лишь в небольшой зоне вблизи концов открытых щелей при их взаимодействии или в связи с задачами их развития [37, 47—49]. Обзор исследований картины полос в окрестностях вершин трещин, развивающихся в условиях растяжения, перпендикулярного плоскости трещин, приведен в монографии [1].

Площадное распределение изохром или напряжений  $\tau_{\max}$  во всем пространстве, окружающем щель, рассматривалось в исследовании А. С. Хесина с сотрудниками [19], проводившемся в условиях растяжения, а также в работах Е. Хука и Л. Бенявского [54] и С. Дуды [52]. Е. Хук и Л. Бенявский [54] исследовали поле напряжений  $\tau_{\max}$  в стеклянной пластинке, испытывающей одноосное сжатие и содержащей открытую щель, составляющую угол  $45^\circ$  с направлением сжатия. С. Дуда [52] исследовал распределение напряжений в пластине из аральгида со щелью при аналогичных условиях нагружения пластины и расположения щели. Он получил картину полос, соответствующую полю  $\tau_{\max}$ , а также определил и построил по трем профилям значения напряжений  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\tau_{xy}$ . Однако и в его работе берега щели не контактировали между собой. Чтобы частично имитировать контакт берегов, С. Дуда создавал щели, проникающие не на всю глубину модели <sup>2</sup>

Таким образом требовалось получить возможность исследовать локальные поля напряжений вокруг предельно узких «закрытых» сдвиговых нарушений, берега которых при малом сжатии оказываются сомкнутыми и контактируют с трением.

Учитывая трудности использования высокомолекулярных материалов, один из эффективных путей осуществления в моделях нарушений с сомкнутыми берегами следовало искать в применении низкомолекулярных материалов, ранее использовавшихся в тектонофизике. О первых попытках такого рода [8, 13, 40] уже говорилось выше. Однако эти эксперименты проводились при неоднородных исходных полях напряжений и потому не позволяли идти дальше качественных заключений. При этом оставалась неустановленной правомочность такого моделирования, не было ясно, от каких факторов зависят результаты, инвариантны ли они относительно модуля упругости материала, длины разрезов, величины напряжений, не искажаются ли результаты с ростом величины деформаций в моделях из-за ограниченных размеров моделей и ряда других факторов. Необходимо было исследовать все эти ас-

<sup>1</sup> Изучение распределения напряжений вокруг вырезов и отверстий различной формы с помощью поляризационно-оптического метода для задач техники, строительной механики и горного дела освещено в работах [34, 35, 39, 43].

<sup>2</sup> Изучение градиентов средних напряжений в окрестностях открытой трещины и трещины с трением проводилось с помощью теневого метода О. Г. Шаминой и Л. Ваником с сотрудниками [4, 44].

пекты использования низко модульных материалов и обосновать его как самостоятельную методику.

Такая работа по изучению и обоснованию методики моделирования изменения поля напряжений около разрывов была начата Д. Н. Осокиной и М. В. Гзовским. Ими была создана установка, позволяющая осуществлять в моделях однородное плоское напряженное состояние, и параллельно с изучением изменения поля напряжений около узких разрезов, имитирующих тектонические разрывы, начаты эксперименты с целью отработки методики этих исследований. Первые опыты показали, что модели из желатинового материала из-за весьма высокой оптической чувствительности и недостаточно стабильного трения берегов разрезов мало пригодны для методических исследований. В связи с этим оба вида работ начали проводиться на упругом материале из ацетата целлюлозы, разработанном ранее Д. Н. Осокиной и Л. С. Гембицким [24—26].

Первый цикл экспериментов был посвящен изучению результатов перестройки поля напряжений  $\tau_{\max}$ , вызываемой разрывами простейшей формы: плоскими, дугообразными и их сочетаниями. Он был проведен М. В. Гзовским с Дж. Хирояма и другими сотрудниками на моделях относительно небольшого размера ( $34 \times 25 \times 3,6$  см); полученные результаты были заметно искажены из-за близости краев модели. Эксперименты для этих разрывов были затем заново проведены М. В. Гзовским и Д. Н. Осокиной с сотрудниками на моделях с заметно увеличенной площадью. Полученные схемы локальных полей  $\tau_{\max}$  были существенно уточнены по сравнению с результатами на небольших моделях [9, 11, 14, 15].

Однако при проведении этих работ построение границ между полосами различных цветов делалось либо визуально, либо по фотографиям, в обоих случаях точность проведения границ была неудовлетворительной, кроме того, использовалась довольно грубая калибровка цветных полос материала. Поэтому оценка напряжений и проведение границ различных областей изменения напряжений были полуколичественными. Многие особенности методики и условия проведения экспериментов оставались не до конца ясными.

В дальнейшем мы перешли к регистрации картины изохром на цветную позитивную фотопленку. Границы цветов проводились на увеличенном изображении кадра, при этом стало возможным выделять шесть градаций изменения  $\tau_{\max}$  вместо прежних четырех. Кроме того, стала проводиться более детальная калибровка материала. Все это позволило улучшить четкость воспроизведения картины цветных полос и построения изолиний поля  $\tau_{\max}$ . Создание новой установки позволило перейти к изучению картины изоклин и к построению траекторий главных напряжений около разрезов. С использованием новых возможностей Д. Н. Осокина и Н. Ю. Цветкова провели исследование локального поля напряжений для плоского разрыва и его зависимости от ряда факторов. Одновременно с этим Д. Н. Осокина, Н. Ю. Цветкова и А. С. Григорьев продолжили и завершили работу по обоснованию методики и выяснению ряда ее теоретических и физических аспектов [20, 27, 28, 31, 32, 45, 53].

Проведенные ими исследования и анализ вместе с ранее полученными результатами позволяют сформулировать основные особенности этой методики в том виде, в каком они излагаются ниже.

### **3. МЕТОДИКА**

#### **Оптически-чувствительный материал**

Основная трудность, которая возникает при применении поляризационно-оптического метода к решению каждого нового круга задач — это вопрос о наличии или о возможности создания оптически-чувствительного материала, обладающего такими механическими и поляризационно-оптическими свой-

ствами, которые вытекают из специфики данных задач. Основой описываемой методики является применение моделей из низкомолекулярных материалов. Наилучшие результаты пока дает материал ИФЗ-СГУ.

Этот материал был разработан лабораторией тектонофизики ИФЗ АН СССР совместно с кафедрой физики и химии полимеров Саратовского государственного университета [24—26]. Он представляет собой гели ацетата целлюлозы в бензиловом спирте с содержанием полимера 10—15%. Исследование механических и поляризационно-оптических свойств образцов этого материала при одноосном сжатии показало, что он обладает небольшим упругим и оптическим последействием, модулями упругости  $E$  и  $G$  порядка единиц кгс/см<sup>2</sup>, коэффициентом Пуассона около 0,5 и коэффициентами оптической чувствительности по напряжению  $B_0$  порядка 2000—4000 брестеров. Было показано также, что зависимости деформации  $\varepsilon$  и двойного лучепреломления  $\Delta n$  от величины сжимающего напряжения  $\sigma$  остаются линейными при напряжениях  $\sigma$  не выше 0,1—0,15 кгс/см<sup>2</sup> [24, 25] (рис. 1).

Поскольку деформации в модели должны быть того же порядка, что и в природных массивах, т. е. порядка 0,01, в экспериментах использовался достаточно низкий уровень исходных напряжений — они не превышали 0,05—0,08 кгс/см<sup>2</sup>. В этих условиях зависимости  $\varepsilon$  от  $\sigma$  и  $\Delta n$  от  $\sigma$  остаются практически линейными, а деформации модели (за исключением малых зон вблизи концов разрыва) не превышают нескольких процентов (рис. 1). Таким образом, получаемое распределение напряжений практически соответствует случаю малых линейно-упругих деформаций.

Отличительными особенностями материала является то, что в моделях из него удастся без особого труда создавать разрезы любой формы шириной не более 0,05—0,1 мм с достаточно гладкими поверхностями. Кроме того, он обладает небольшой способностью к синерезису<sup>1</sup>. Благодаря этому трение поверхностей разреза в моделях оказывается относительно низким (коэффициент трения  $k$  порядка 0,2—0,3) и достаточно стабильным<sup>2</sup>. Это позволяет исследовать распределение напряжений вокруг предельно узких разрывов с контактирующими при сжатии берегами в условиях достаточно хорошей воспроизводимости.

Модели представляют собой прямоугольные пластины толщиной 4 см, длиной 47 см и шириной 29 см с зеркальными большими гранями. Они отливаются в специальные стальные формы с полированными боковыми стенками из раствора ацетата целлюлозы в бензиловом спирте.

Благодаря ничтожной ширине разрезов и невысокому модулю упругости материала берега разрезов смыкаются, т. е. разрезы оказываются «закрытыми», уже при действии на модели весьма малых сжимающих внешних сил.

### Установка и условия проведения эксперимента

Модели исследовались на специальной поляризационной установке (рис. 2), разработанной лабораторией тектонофизики совместно с ОКБ Института физики Земли АН СССР.

Установка состоит из поляризационно-оптического и нагрузочного устройств. Поляризационно-оптическое устройство состоит из пары скрещенных, синхронно вращающихся поляроидов диаметром 400 мм с вертикальной оптической осью и расположенного под ними осветителя, представляющего набор ламп дневного света. Каждый из поляроидов помещен между двумя зеркальными свободными от напряжений стеклами толщиной 8 мм. Нагрузочное устройство состоит из горизонтальной прямоугольной кюветы с прозрачным дном и четырьмя стальными бортами высотой 4 см. Два из этих бор-

<sup>1</sup> Синерезисом называют наблюдающееся у некоторых гелей полимеров самопроизвольное выделение растворителя на свободных поверхностях.

<sup>2</sup> На основании предварительных исследований мы считаем, что в рабочем диапазоне нагрузок трение можно принять кулоновым с коэффициентом трения  $k$  порядка 0,2—0,3. Этот вопрос нуждается в дальнейшем уточнении.



тов (один длинный и один короткий) могут перемещаться при помощи системы стальных винтов. Модель располагается между поляроидами на опорном стекле, служащем дном кюветы, и равномерно сжимается параллельно одной из ее сторон между упорами так, что деформация оказывается однородной по толщине и ширине модели. При этом в моделях может осуществляться плоское напряженное состояние одноосного или двуосного сжатия.

Рассматривая нагруженную модель в поляризованном свете, мы наблюдаем и регистрируем возникающую в модели цветную интерференционную картину изохром и картину изоклин <sup>1</sup>. При сжатии модели, не нарушенной разрывами, большая часть ее, за исключением участков, контактирующих с упорами, окрашивается в одинаковый цвет. При этом во всех точках значения  $\tau_{\max}$  одинаковы, а главные нормальные напряжения  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  направлены параллельно и перпендикулярно направлению сжатия.

Как правило, сжимающее напряжение доводится до величины, соответствующей появлению в модели первой чувствительной окраски, переходной между красным цветом первого порядка и синим (или зеленым) цветом второго порядка. После этого в средней части модели создаются предельно узкие вертикальные прорезы, имитирующие тектонические разрывы. Длина прорезей в несколько раз меньше ширины модели, поэтому появление прорезей не вызывает заметных изменений напряженного состояния вблизи концов модели.

Появление разрывов приводит к резкому изменению первоначально однородного поля напряжений в средней части модели, при этом возникают сложные картины изохром и изоклин.

Возникшая в модели цветная картина изохром регистрируется с использованием цветной позитивной пленки. По полученному изображению проводятся границы цветов, далее с помощью динамооптической таблицы (рис. 3) для каждой границы указывается относительная величина напряжения  $\tau_{\max} / \tau_{\max}^0$ . Граница между красным цветом первого порядка и зеленым цветом второго порядка принимается при этом за 1. Картина изоклин получается из серии черно-белых фотографий, снимаемых при том же уровне напряжений при 11 различных значениях угла между осью поляризации поляризатора и направлением сжатия модели. Обработка этой картины по известной методике [8, 11, 39, 41] позволяет построить картины траекторий главных нормальных напряжений, действующих в плоскости модели, и траекторий максимальных касательных напряжений.

### **Условия подобия и характер напряженного состояния моделей**

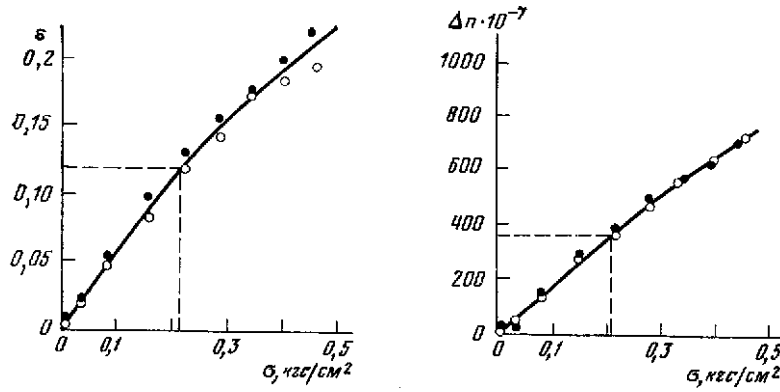
Рассмотрим вопрос об условиях подобия, которые должны выполняться при наших экспериментах, основываясь на представлениях М. В. Гзовского [8, 11] <sup>2</sup>. Им было показано, что в общем случае при моделировании тектонических процессов должны удовлетворяться три условия подобия: для модулей упругости, для вязкостей и для прочностей

$$C_G = C_\rho C_g C_l, \quad C_\eta = C_t C_t, \quad C_P = C_G. \quad (1)$$

Здесь  $C_\rho$ ,  $C_g$ ,  $C_l$ ,  $C_t$ ,  $C_\eta$ ,  $C_G$ ,  $C_t$ ,  $C_P$  — множители подобия плотностей, ускорений силы тяжести, расстояний, времени, вязкости, модулей сдвига,

<sup>1</sup> Изохромы представляют собой полосы одинаковой окраски, соответствующие равным значениям максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$ . Изоклины представляют собой темные полосы, в пределах которых главные нормальные напряжения в модели параллельны осям поляризации поляризатора и анализатора [41].

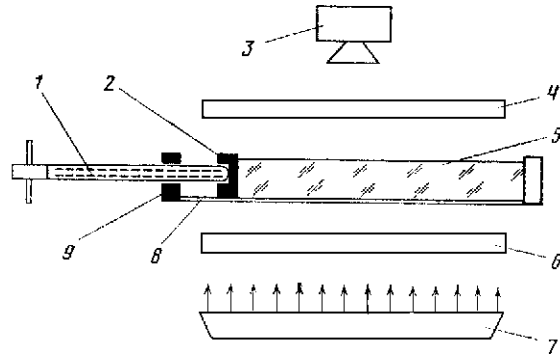
<sup>2</sup> В плосконапряженных моделях с разрезами распределение напряжений не зависит от упругих констант материала, это можно было бы показать, основываясь только на теореме Мориса Леви — Митчелла. Но нам кажется целесообразным обсудить этот вопрос подробно и начать с рассмотрения основных трех условий подобия, выведенных М. В. Гзовским [8, 11].



**Рис. 1.** Зависимость относительной деформации  $\epsilon$  и двойного лучепреломления  $\Delta n$  от сжимающего напряжения  $\sigma$  для образца материала ИФЗ-СГУ (13%-ый гель ацетата целлюлозы в бензиловом спирте)

**Рис. 2.** Поляризационно-оптическая установка с вертикальной осью

- 1 – нагрузочный винт;
- 2 – стенка кюветы;
- 3 – фотоаппарат;
- 4 – анализатор;
- 5 – модель;
- 6 – поляризатор;
- 7 – осветитель;
- 8 – стекло;
- 9 – упор для винта



<i>R-разность хода, <math>\mu\text{мк}</math></i>	0	500	1000
<i>Наблюдаемая интерференционная окраска</i>	серый I	бледно-желтый I	желтый II
<i>Штриховка, применяемая при изображении поля <math>\tau_{\text{max}}</math> в модели</i>		<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">вертикальные</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">горизонтальные</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">кривые</div> </div>	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">вертикальные</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">горизонтальные</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">кривые</div> </div>
<i>Относительная величина <math>\tau_{\text{max}}</math></i>		0,75 0,87 1,06 1,2	1,8

**Рис. 3.** Динамооптическая таблица для моделей из материала ИФЗ-СГУ (толщина модели 4 см)

напряжений и прочностей, равные отношениям одноименных величин модели и природного объекта.

Использование принципа сепарации позволяет заключить, что при изучении на упругих моделях влияния разрывов на тектоническое поле напряжений могут не приниматься во внимание условия подобия для вязкостей (2) и для прочностей (3). Первое — потому, что рассматриваются лишь упругие деформации, второе — потому, что сам процесс возникновения разрыва не воспроизводится. В этом случае необходимо выполнение лишь условия подобия для модулей упругости.

$$C_G = C_\rho C_g C_l, \tag{1}$$

определяющего подобие напряжений, вызванных объемными гравитационными силами. Условие равенства множителей подобия всех величин с одинаковой размерностью в этом случае ограничивается необходимостью выполнения равенства

$$C_G = C_\tau, \quad (2)$$

где  $C_\tau$  — множитель подобия для напряжений. Это условие означает равенство упругих деформаций в модели и в натуре.

Множители  $C_\tau = C_G$  являются искомыми, величиной остальных множителей мы задаемся. Для нашего случая  $C_g = 1$ , а  $C_p \approx 1/2$ . Множитель  $C_l$  может изменяться от  $10^{-4}$  до  $10^{-7}$  в зависимости от величины природных разрывов, поскольку размеры разрывов в модели составляют в среднем 5—10 см. Учитывая все это, получаем

$$C_\tau = C_G \approx 10^{-4} \div 10^{-7}. \quad (3)$$

Отсюда следует, что горные породы, имеющие модуль сдвига  $G_n$  от  $10^5$  до  $10^6$  кгс/см<sup>2</sup>, должны заменяться в моделях упругим материалом с модулем сдвига

$$G_m = G_n C_G = (10^5 - 10^6)(10^{-4} - 10^{-7}) \approx 10^{-1} \div 10^2 [\text{кгс/см}^2].$$

Величина модуля сдвига упругого материала на основе ацетата целлюлозы, использованного для изготовления моделей, удовлетворяет этому диапазону значений  $G_m$ .

Исследуемые модели располагались горизонтально. Исходное поле напряжений модели имитировало случай исходного тектонического поля напряжений, создаваемого горизонтальными активными тектоническими силами ( $\sigma_3^0$ ) при горизонтальном же положении одной из осей  $\sigma_1^0$  или  $\sigma_2^0$ . Исследовались результаты перестройки напряжений в модели вокруг разрывов сколового типа, крылья которых смещались в горизонтальной плоскости.

Характер моделируемого исходного поля тектонических напряжений и условия проведения экспериментов приводят к тому, что сила тяжести практически не влияет на напряженное состояние моделей. Поэтому можно считать, что модели свободны от объемных сил. В этих условиях отпадает и условие подобия для напряжений гравитационного происхождения ( $C_G = C_p C_g C_l$ ), остается только условие подобия

$$C_G = C_\tau. \quad (4)$$

Все приведенные рассуждения относятся к общему случаю объемного напряженного состояния. В случае же плоского напряженного состояния становится не обязательным выполнение и этого последнего условия. Поскольку наши модели представляют собой пластины, толщина которых примерно в 7 и 10 раз меньше их ширины и длины, и поскольку они равномерно деформируются по толщине, в них до появления разрезов практически осуществляется плоское напряженное состояние. Это значит, что главное нормальное напряжение  $\sigma_z$ , направленное перпендикулярно к плоскости модели, можно считать равным нулю. В этом случае распределение напряжений в модели не зависит от величины модулей упругости материала модели, так как модуль упругости (так же как и коэффициент Пуассона) выпадает из уравнений равновесия и совместности, описывающих плоское напряженное состояние. Эти уравнения, для случая плоского напряженного состояния линейно-упругого тела при отсутствии объемных сил, как известно, принимают следующий вид:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} = 0; \quad (5)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (\sigma_x + \sigma_y) = 0. \quad (6)$$

После того как в модели делаются вертикальные разрезы, имитирующие разрывы, происходят сдвиговые смещения, вектора которых лежат в плоскости модели, напряженное состояние в ней остается практически плоским.

Согласно теореме Мориса Леви — Митчелла в случае плоского напряженного состояния многосвязных тел (т. е. пластин с отверстиями или вырезами), если граничные условия заданы в напряжениях, а система сил, приложенных на каждом из контуров, либо самоуравновешена, либо приводится к паре сил, то напряжения в теле, так же как и для сплошных пластин, не зависят от упругих констант  $E$  и  $\mu$  (см., например, [33, 38]). В нашем случае предельно узких разрезов с сомкнутыми берегами все условия этой теоремы выполняются, так как касательные силы, возникающие при трении поверхностей разрыва друг о друга, могут быть сведены к паре сил с плечом (равным ширине разреза), стремящимся к нулю. Следовательно, распределение напряжений в наших моделях не зависит от упругих констант материала, за исключением малых зон вблизи концов разрыва <sup>1</sup>.

Однако здесь возникают новые обстоятельства. Силы трения, действующие на поверхности разрыва, зависят от величины коэффициента трения  $k$  и должны рассматриваться как «внешние» силы по отношению к модели. Поэтому распределение напряжений вокруг разрыва будет зависеть от величины коэффициента трения, и если последнее рассматривается как кулоново, то переход от модели к натуре требует равенства этих коэффициентов.

Таким образом, в нашем случае соотношение между модулями сдвига материала модели и горных пород  $C_G$  может быть произвольным. Тем не менее условие подобия для модулей упругости  $G$  автоматически выполняется, поскольку, как было показано выше,  $G$  лежит внутри интервала от  $10^{-1}$  до  $10^2$  кгс/см<sup>2</sup>.

Величина множителя подобия  $C_G$  определяет равную ему величину множителя подобия для напряжений  $C_\tau$ , по которой можно рассчитать величину  $C_l$ .

При  $C_l = 10^{-6}$ ,  $10^{-5}$  и  $10^{-4}$  слой модели может сопоставляться по толщине: со всей земной корой, ее верхним 3—4-км слоем и слоем всего в 300—400 м соответственно, если напряженное состояние этих слоев предполагается плоским.

Таким образом, основные особенности описываемой методики состоят в следующем.

1. В моделях удается создавать предельно узкие прорезы с гладкими поверхностями, берега этих прорезей смыкаются уже при весьма малых сжимающих напряжениях. Таким образом, эти прорезы имитируют механические особенности тектонических разрывов.

2. Трение поверхностей этих прорезей оказываются малым (коэффициент трения  $k$  порядка 0,2—0,3) и стабильным. Это обеспечивает достаточную воспроизводимость результатов.

3. При осуществляемых в моделях низких исходных сжимающих напряжениях  $\sigma_3^0$  (порядка 0,08—0,1 кгс/см<sup>2</sup>) <sup>2</sup> распределение напряжений вокруг разреза исследуется в условиях, при которых деформации в модели могут рассматриваться как малые и линейно-упругие всюду, за исключением малых зон вблизи концов разреза.

4. В ненарушенных моделях осуществляется плоское напряженное состояние и исследуются результаты его перестройки около вертикальных про-

<sup>1</sup> В этих зонах, размеры которых много меньше длины разреза, напряжения намного выше исходного уровня, а напряженное состояние становится объемным.

<sup>2</sup> В общем случае возможные исходные напряжения могут выбираться в интервале, определяемом из следующих соображений. Нижняя граница интервала определяется требованием осуществления плотного контакта берегов, верхняя граница — требованием, чтобы размеры зон, внутри которых нарушаются закон Гука и линейность соотношений между деформациями и перемещениями, оставались бы достаточно малыми по сравнению с длиной разрыва. В нашем случае создавалось исходное напряжение порядка 0,08—0,1 кгс/см<sup>2</sup>, лежащее внутри этого интервала, которое отвечало появлению в модели чувствительной окраски.

резей, берега которых могут смещаться в горизонтальной плоскости друг относительно друга. Напряженное состояние моделей с прорезями при осуществляемых нагрузках остается плоским повсюду (кроме малых зон у концов разрывов), поэтому перестройка поля напряжений около разрывов не зависит от упругих констант материала.

Следовательно, настоящая методика позволяет исследовать локальные поля напряжений, которые можно трактовать как возмущения однородного поля напряжений в упругих плоских моделях при малых линейно-упругих деформациях, вызванные наличием предельно узких закрытых нарушений, допускающих сдвиговые смещения берегов. После создания в моделях нарушений проводится: 1) количественное изучение относительных изменений величины касательных напряжений  $\tau_{\max}$ , а также размеров и формы областей, в пределах которых происходят эти изменения; 2) изучение картины траекторий главных нормальных напряжений и картины траекторий максимальных касательных напряжений в окрестностях разрывов.

Принимая, что участки литосферы за интервалы времени порядка единиц—сотен лет ведут себя как упругая среда (либо как линейно-вязкая среда)<sup>1</sup> можно считать, что применение этой методики позволяет решать плоскую задачу о локальных полях напряжений, возникающих в результате перестройки исходных (первичных) полей тектонических напряжений в окрестностях тектонических разрывов или в очагах произошедших землетрясений [27, 28, 31, 32].

Важно отметить, что при этом могут моделироваться тектонические разрывы двух отличающихся типов. Если плоскость модели имитирует горизонтальную плоскость (план), то разрывы в модели соответствуют тектоническим разрывам, вектор подвижки которых параллелен их простиранию, т. е. сдвигам (в геологическом смысле). Если же она имитирует вертикальную плоскость (разрез), то разрывы в модели моделируют тектонические разрывы, вектор подвижки которых параллелен их линии падения, т. е. разрывы типа надвигов (поддвигов) и взбросов (сбросов).

Исходное поле двусосного сжатия в модели для первого случая соответствует исходному полю тектонических напряжений, при котором  $\sigma_2^0$  и  $\sigma_3^0$  лежат в горизонтальной плоскости, а для второго случая — тектоническому полю с горизонтальным положением оси  $\sigma_3^0$  и вертикальным — оси  $\sigma_2^0$ . Следует отметить, что в обоих этих случаях не учитывается вес вышележащих пород. Для первого случая это, как правило, малозначительно. Для второго случая пренебрежение весом может оказаться сильным допущением.

#### **4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ ПЛОСКИХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ ИЛИ В ОЧАГАХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ<sup>2</sup>**

В качестве примера результатов, получаемых с помощью данной методики, рассмотрим возмущение однородного исходного поля напряжений для простейшего и вместе с тем принципиально наиболее интересного случая одиночного плоского разрыва. Такой разрыв можно рассматривать и как простейший тип тектонического нарушения и как очаг землетрясения. Важно отметить, что изучение локального поля напряжений плоского разрыва наиболее удобно для выяснения ряда особенностей методики и для проверки правильности получаемых с ее помощью результатов путем сопоставления с теоретическими расчетами.

<sup>1</sup> Получаемая на упругих моделях при заданных постоянных внешних смещениях картина локального поля  $\tau_{\max}$  полностью аналогична картине, которая получится в модели из линейно-вязкого материала при заданной постоянной скорости внешних смещений.

<sup>2</sup> Основные положения этого раздела были частично отражены ранее в работах [20, 27, 28, 32, 45, 53].

### Локальное поле напряжений $\tau_{\max}$ в окрестностях плоского разрыва

На рис. 4, А в масштабе изображена полученная путем моделирования схема <sup>1</sup>, характеризующая результаты перестройки однородного поля напряжений  $\tau_{\max}$  (создаваемого при одноосном сжатии) в окрестностях плоского разрыва с сомкнутыми берегами, ориентированного под углом  $45^\circ$  к оси наибольшего сжатия  $\sigma_3^0$  внешнего поля. В окрестностях разрыва чередуются области, где напряжения  $\tau_{\max}$  повышены или понижены по сравнению с напряжениями исходного поля  $\tau_{\max}^0$  — области накопления и уменьшения потенциальной энергии упругой деформации.

Картина является симметричной относительно центра, совпадающего с серединой разрыва, и двух линий зеркальной симметрии, проходящих через этот центр. Одна из этих линий совпадает с линией разрыва, а другая перпендикулярна к ней.

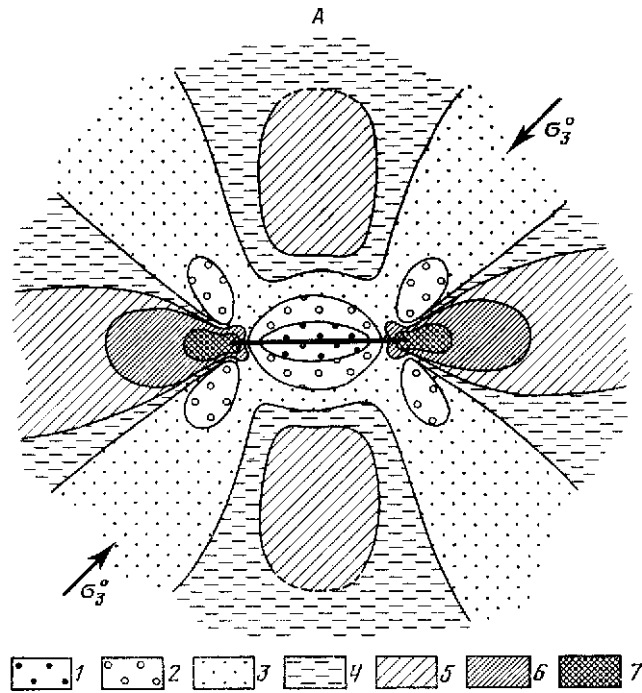
Выделяются следующие основные области локального поля напряжений  $\tau_{\max}$ : I) прилегающая к разрыву эллипсообразная область значительного и умеренного уменьшения  $\tau_{\max}$ ; II) четыре небольших каплеобразных области умеренного понижения  $\tau_{\max}$ , расположенные попарно неподалеку от концов разрыва под углом около  $70^\circ$  к нему; III) две зоны концентрации напряжений  $\tau_{\max}$  у концов разрыва (концевые максимумы); IV) две крупные овальные области незначительного повышения  $\tau_{\max}$ , расположенные симметрично по обе стороны разрыва (боковые максимумы); V) две широкие полосы незначительного понижения  $\tau_{\max}$ , расположенные крестом и диагонально к разрыву.

Эта схема локального поля  $\tau_{\max}$  значительно уточнена по сравнению с предшествующими ей вариантами [9, 14, 15, 45]. В частности, многие границы областей наиболее слабого изменения  $\tau_{\max}$  в пределах показанной на рис. 4, А части модели размерами примерно  $3l \times 3l$  остаются еще незамкнутыми.

С целью изучения возможности применения методики при напряжениях в модели, выходящих за границу линейно-упругого поведения материала ( $\tau_{\max}$  выше  $0,1$  кгс/см<sup>2</sup>), было рассмотрено влияние на картину локального поля напряжений в окрестностях плоского разрыва уровня сжимающего напряжения исходного поля  $\sigma_3^0$ . Рассмотрение картин изохром показало, что с ростом величины  $\sigma_3^0$  в интервале  $0,1—0,35$  кгс/см<sup>2</sup> (когда наиболее высокие напряжения  $\tau_{\max}$  локального поля уже превосходят  $0,1$  кгс/см<sup>2</sup>), так же как и в интервале  $0,05—0,1$  кгс/см<sup>2</sup> (когда самые высокие напряжения  $\tau_{\max}$  в модели не превосходят  $0,1$  кгс/см<sup>2</sup>), форма и расположение границ областей I—V, отвечающих равным значениям  $\Delta\tau_{\max}/\tau_{\max}$ , при визуальном сопоставлении остаются практически неизменными. Это можно объяснить тем, что отклонения зависимости деформация — напряжение материала от линейной при напряжениях  $\sigma$  от  $0,2$  до  $0,35$  кгс/см<sup>2</sup> остаются сравнительно небольшими (рис.4, А). Таким образом, рост напряжения  $\sigma_3^0$  в интервале, отвечающем первым трем порядкам цветов, сопровождаемый ростом абсолютных значений изменения напряжений  $\Delta\tau_{\max}$ , не вызывает заметных качественных изменений картины изолиний величин  $\Delta\tau_{\max}/\tau_{\max}$ .

Также с методической целью, чтобы проверить, что картина локального поля  $\tau_{\max}$  в окрестностях плоского разрыва не исказится из-за ограниченности размеров модели, было проведено изучение влияния на картину локального поля  $\tau_{\max}$  длины разрыва  $l$  при постоянном уровне исходного напряжения  $\sigma_3^0$ . Оно показало, что при увеличении  $l$  от  $2$  до  $20$  см форма границ областей I—V и относительные значения изменений напряжений  $\Delta\tau_{\max}/\tau_{\max}$  в пределах этих областей остаются практически неизменными. Размеры

<sup>1</sup> Схемы на рис. 4—7 показывают результаты перестройки в окрестностях разрыва однородного исходного поля напряжений одноосного сжатия.

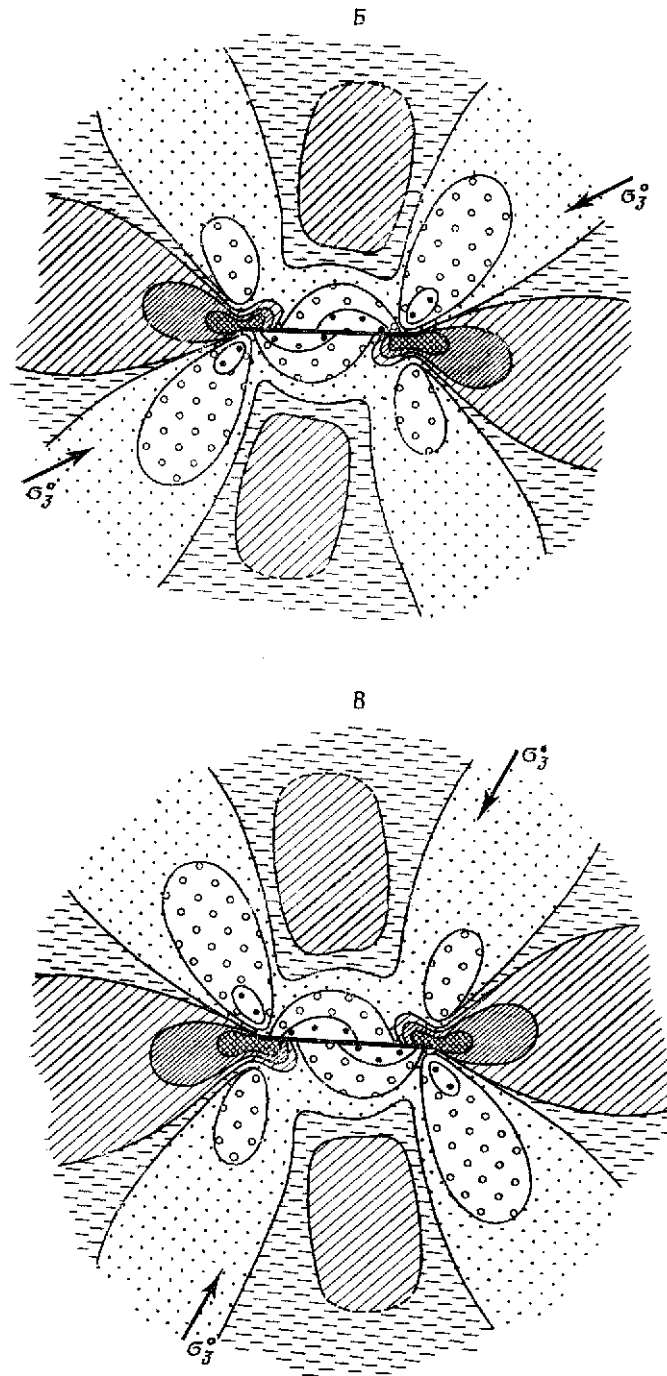


областей I—IV при малой величине отношения  $l/L$  ( $L$  — ширина модели) растут пропорционально величине  $l$ . При значениях  $l/L > 0,2$  длины областей I—IV продолжают линейно расти вместе с  $l$ , тогда как рост их поперечных размеров начинает несколько отставать от роста  $l$ . Естественно предположить, что этот эффект вызван влиянием краев модели [45]. Поэтому в последующем мы стремились работать с разрывами длиной не более 6—7 см, чтобы отношение  $l/L$  было не более 0,2. Таким образом, увеличение длины разрыва практически не изменяет принципиальной картины локального поля напряжений и приводит лишь к росту размеров областей I—IV.

Было изучено влияние ориентации разрыва относительно оси  $\sigma_3^0$  (угла  $\alpha$ )<sup>1</sup> на картину перераспределения напряжений  $\tau_{\max}$  около разрыва с сомкнутыми берегами. На рис. 4, Б и В показаны локальные поля  $\tau_{\max}$  около разрывов, составляющих с осью  $\sigma_3^0$  углы 30 и 60°. Мы видим, что изменение ориентации разрыва вызывает резкое изменение характера локального поля  $\tau_{\max}$ . Картина  $\tau_{\max}$  становится только центрально-симметричной (с центром симметрии, расположенным в середине разрыва). Изменяются форма и расположение основных областей локального поля  $\tau_{\max}$  I—IV. Область I раздваивается и превращается в S-образную фигуру, боковые максимумы IV несколько смещаются вместе с половинками области I от центра и наклоняются. Каждый из концевых максимумов (III) раздваивается и поворачивается так, что располагается по одной из сторон разрыва.

Установлено, что для случаев, когда углы  $\alpha$  отличаются от 45° на одинаковую величину (т. е. когда  $\alpha_1 = 45^\circ - \beta$  и  $\alpha_2 = 45^\circ + \beta$ ), получаются картины, полностью совпадающие друг с другом при повороте на 180° вокруг оси, проходящей через разрыв, т. е. при зеркальном отражении. При изменении углов  $\alpha$  до 15 и 75° картины  $\tau_{\max}$  остаются в принципе сходными с картинами для 30 и 60°, только площади, занимаемые основными областями I—IV, уменьшаются. При углах  $\alpha$ , равных 0 и 90°, как уже было отмечено ранее [14, 15], возмущение поля напряжений  $\tau_{\max}$  около разрыва не наблюдается

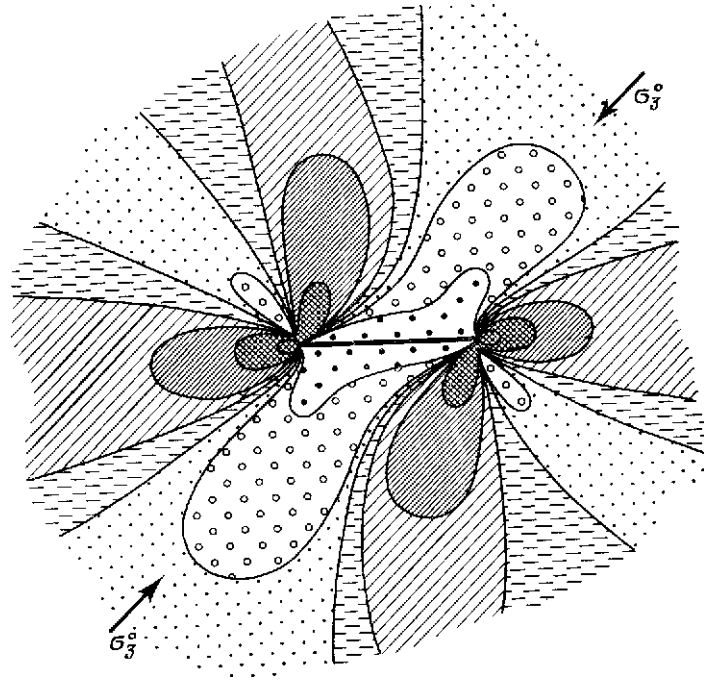
<sup>1</sup> Углом  $\alpha$  назван угол между линией разрыва и осью наибольшего сжатия исходного поля напряжений в модели — осью  $\sigma_3^0$ .



**Рис. 4.** Локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  в окрестностях плоского разрыва с сомкнутыми берегами

*A* — разрыв составляет с осью наибольшего сжатия  $\sigma_3^0$  исходного поля угол  $\alpha$  в  $45^\circ$ ; *B* —  $\alpha = 30^\circ$ ; *B* —  $\alpha = 60^\circ$ . Понижение  $\tau_{\max}$ : 1 — от 50 (и выше) до 25%; 2 — от 25 до 13—15%; 3 — от 13—15 до 1—2%; 4 —  $\tau_{\max}$  практически не изменяется; повышение  $\tau_{\max}$ : 5 — от 1—2 до 5—6%; 6 — от 5—6 до 20%; 7 — от 20 до 80% и выше





**Рис. 5.** Локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  в окрестностях плоского разрыва с несомкнутыми берегами (щели) ( $\alpha = 45^\circ$ )

Обозначения те же, что на рис. 4

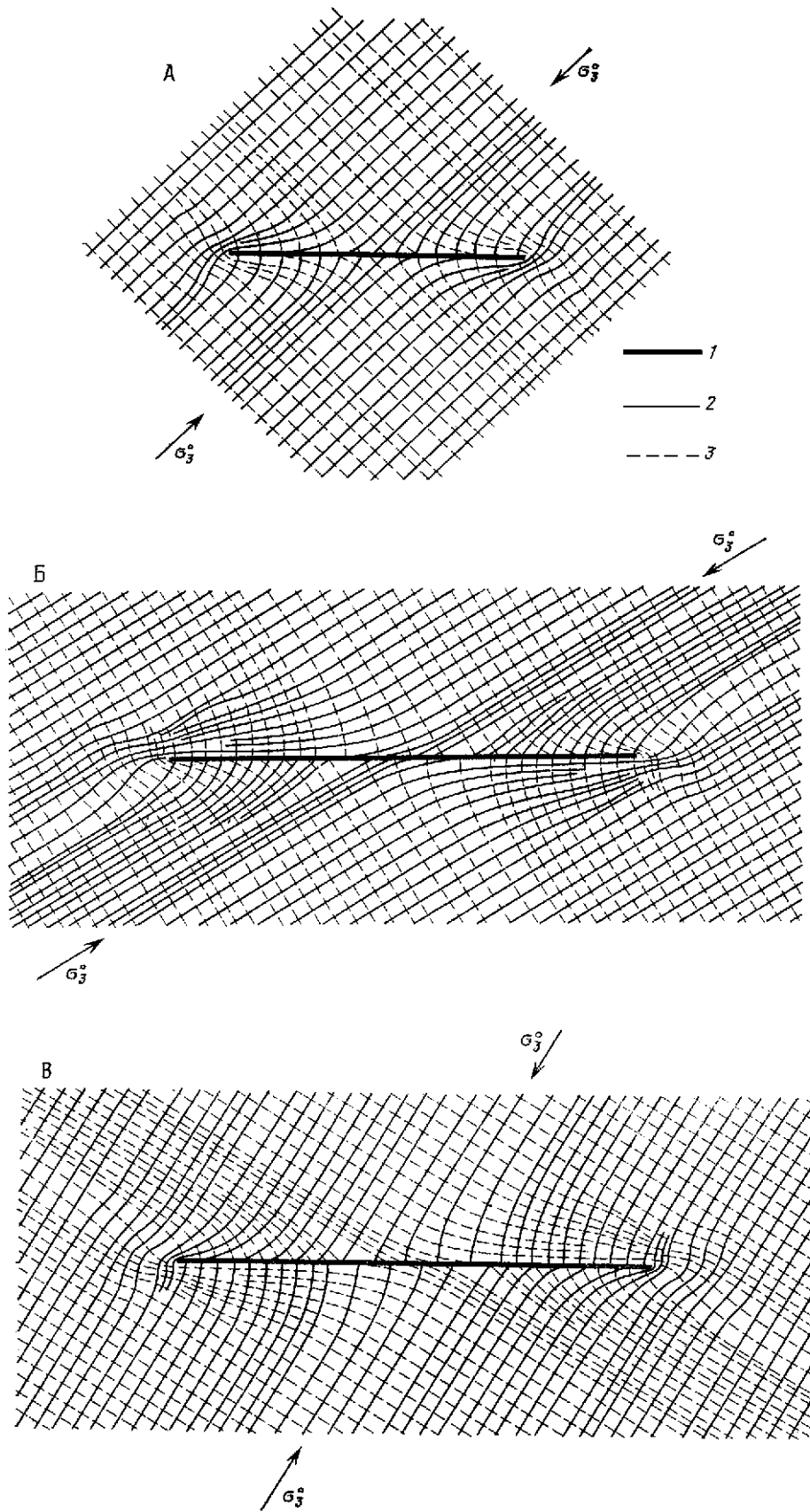
совсем. Следует отметить, что при углах  $\alpha$ , лежащих в интервале  $0 < \alpha < 90^\circ$ , возникновению локального поля напряжений отвечает существование некоторого относительного перемещения (подвижки) берегов разрыва. При углах  $\alpha$ , равных 0 и  $90^\circ$ , относительное смещение берегов отсутствует. Следует отметить также, что при углах  $\alpha$  меньше  $45^\circ$  концевые максимумы оказываются в секторах сжатия материала, а при углах  $\alpha$  больше  $45^\circ$  — в секторах растяжения материала<sup>1</sup>. Последний случай будет наиболее благоприятным для возникновения в зоне максимумов III вторичных сдвиговых нарушений.

Была проведена некоторая оценка влияния на картину локального поля  $\tau_{\max}$  характера контакта берегов. Для этого были сопоставлены локальные поля  $\tau_{\max}$ , полученные при  $\alpha = 45^\circ$ , для открытой щели и для разрыва с сомкнутыми берегами. Схема локального поля  $\tau_{\max}$  для открытой щели существенно отличается от схемы для разрыва с сомкнутыми берегами (рис. 5). Так же как и для случаев изменения ориентации закрытого разрыва, картина становится только центрально-симметричной (с центром в середине разрыва), изменяются форма и расположение основных областей локального поля I—IV. Кроме того, перестают наблюдаться боковые максимумы (IV), а вблизи каждого из концов разрыва образуется второй концевой максимум,

<sup>1</sup> Секторами растяжения материала условимся называть те области в окрестностях разрыва, в пределах которых при исходном поле одноосного сжатия алгебраически наибольшее из главных напряжений в плоскости модели  $\sigma_{\max}^0$  является растягивающим. Для секторов сжатия напряжение  $\sigma_{\max}$  в этом же случае является сжимающим.

**Рис. 6.** Траектории главных нормальных напряжений в плоскости модели  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  в окрестностях плоского разрыва с сомкнутыми берегами

A — разрыв составляет с осью наибольшего сжатия  $\sigma_3^0$  исходного поля угол  $\alpha = 45^\circ$ ; B —  $\alpha = 30^\circ$ ; B —  $\alpha = 60^\circ$ ; 1 — разрыв; 2 —  $\sigma_{\min}$ ; 3 —  $\sigma_{\max}$



ось которого почти нормальна к разрыву. Эти максимумы располагаются в секторах сжатия материала (рис. 5).

Было отмечено, что для разрыва — щели общая площадь, занятая областями сильного изменения  $\tau_{\max}$ , заметно больше, чем для разрыва с сомкнутыми берегами. Кроме того, в этом случае более резко выражена концентрация  $\tau_{\max}$  у концов разрыва. Оба эти эффекта согласуются с заметным увеличением подвижки по разрыву при отсутствии трения. Схема локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  около разрыва с сомкнутыми берегами была рассмотрена также для исходного поля двусосного сжатия, вызванного боковым отпором, на примере разрыва с углом  $\alpha$ , равным  $45^\circ$ . В этом случае с учетом того, что коэффициент Пуассона  $\mu$  близок к 0,5, выполняется соотношение  $\sigma_2^0 = \frac{1}{2}\sigma_3^0$ . (Здесь  $\sigma_2^0$  и  $\sigma_3^0$  — главные нормальные напряжения исходного поля, лежащие в плоскости модели). Полученная схема локального поля  $\tau_{\max}$  не обнаружила заметного отличия от аналогичной схемы для случая одноосного сжатия (рис. 4, А), форма и расположение областей I—IV практически не изменились. В целом этот вопрос нуждается в дальнейшем изучении.

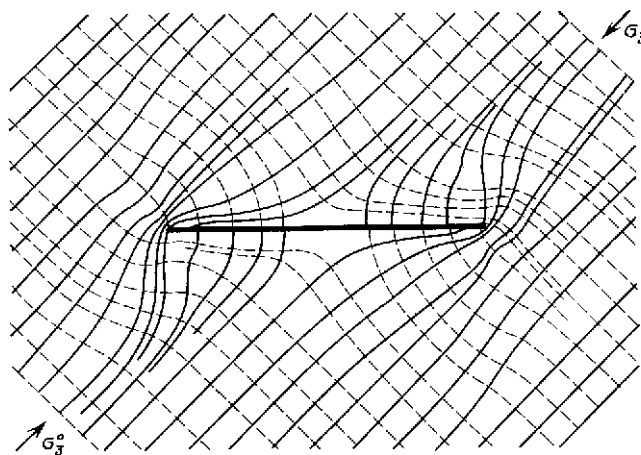
### **Ориентация траекторий главных нормальных напряжений локального поля в окрестностях плоского разрыва**

С помощью обработки, полученной на моделях картины изоклин, были экспериментально исследованы закономерности переориентации траекторий главных нормальных и максимальных касательных напряжений в окрестностях плоских разрывов, берега которых контактируют с трением. На примере одноосного сжатия установлено, что при плосконапряженном исходном состоянии модели траектории алгебраически минимального и максимального главных нормальных напряжений нового поля в плоскости модели  $\sigma_{\min}$  и  $\sigma_{\max}$ , ориентированные вдали от разрыва под углом  $\alpha$  к нему ( $\alpha = 45, 30, 60^\circ$ ), по мере приближения к разрыву поворачиваются, разделяются на два потока и подходят к разрыву под углами, которые в секторах растяжения близки к  $90^\circ$  и  $0$ , а в секторах сжатия — к  $0$  и  $90^\circ$  соответственно (рис. 6, А). Изменение ориентации разрыва относительно исходного поля изменяет отдельные детали картины траекторий, в частности смещается линия раздела траекторий на два потока. Для случая  $\alpha = 45^\circ$  линии раздела траекторий на два потока проходят на расстоянии  $1/2 l$  от концов разрыва ( $l$  — длина разрыва), для случая  $\alpha = 30^\circ$  линии раздела располагаются на расстоянии около  $1/3 l$  от правого конца разрыва, а при  $\alpha = 60^\circ$  — на расстоянии около  $2/3 l$  от того же конца разрыва. Схемы переориентации траекторий около разрывов с  $\alpha = 45^\circ - \beta$  являются зеркальным отражением схем траекторий около разрывов с  $\alpha = 45^\circ + \beta$ , если поменять местами  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$ . Примером этого являются схемы траекторий для случаев  $\alpha = 30^\circ$  и  $60^\circ$  (рис. 6, Б и В).

Переход от разрыва с сомкнутыми берегами (и с коэффициентом трения  $k$  порядка 0,2—0,3) к разрыву со свободными берегами (щели) заметно увеличивает размеры областей, в пределах которых происходят изменения направлений траекторий главных напряжений (рис. 7). Однако и в случае закрытого разрыва с углом  $\alpha$ , отличным от  $45^\circ$ , и в случае разрыва со свободными берегами указанные выше основные особенности картины траекторий (подход осей  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  к разрыву почти вдоль или вкrest линии разрыва) остаются неизменными.

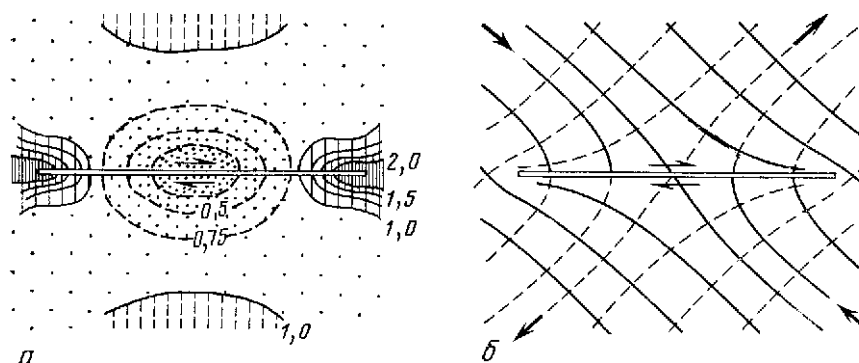
Следует отметить, что при отсутствии трения между берегами поверхность разрыва является одной из главных площадок, поэтому независимо от вида плоского напряженного состояния модели (т. е. от соотношения величин  $\sigma_{\max}^0 : \sigma_{\min}^0$ ) одно из двух главных нормальных напряжений ( $\sigma_{\max}$  или  $\sigma_{\min}$ ) должно быть нормальным к линии разрыва, а другое — параллельным ему. Результаты проведенных нами экспериментов показали, что для разрывов с сомкнутыми берегами, для которых поверхность разрыва уже перестает

**Рис. 7.** Траектории главных нормальных напряжений в плоскости модели  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  в окрестностях плоского разрыва с несомкнутыми берегами (щели),  $\alpha = 45^\circ$



**Рис. 8.** Изолинии максимальных касательных напряжений (а) и траектории главных нормальных напряжений (б) в зоне разрыва с сомкнутыми берегами для случая коэффициента трения  $k = 0$  при исходном поле напряжений чистого сдвига,  $\alpha = 135^\circ$

Результаты теоретического расчета по формулам С. Инглиса [55], полученные Е. Андерсоном [46]



быть главной площадкой, при небольшой величине коэффициента трения ( $k \approx 0,1 \div 0,3$ ) направления главных напряжений  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  около разрыва вблизи его концов отличаются от нормали и касательной к разрыву очень незначительно. Сопоставление картин переориентации траекторий главных напряжений в зоне плоского разрыва с сомкнутыми берегами при угле  $\alpha$ , равном  $45^\circ$ , для случая одноосного (рис. 6, А) и двуосного сжатия, вызванного боковым отпором, показало, что в последнем случае отмечается изменение некоторых второстепенных деталей схемы траекторий. В частности, несколько уменьшены размеры областей, в пределах которых траектории испытывают поворот. В основных же чертах обе эти картины траекторий фактически одинаковы. Таким образом, переход к двуосному сжатию вплоть до величины отношения  $\sigma_2^0 / \sigma_3^0 = 0,5$  не вызывает качественных изменений картины траекторий локального поля плоского разрыва.

### Сопоставление результатов экспериментов с теоретическими результатами

Представлялось важным провести сравнение результатов экспериментального изучения локального поля напряжений в окрестностях плоского разрыва с результатами теоретического решения аналогичной задачи.

Теоретическое вычисление изменения поля напряжений вокруг плоского разрыва в упругой среде в связи с задачами геофизики и геологии проводилось в ряде работ. При этом разрыв рассматривался либо как эллипс со стремящейся к нулю малой осью [46], либо как поверхность дислокации, на кото-

рой задается постоянный или закономерно изменяющийся скачок смещения [50, 51, 56].

В первом случае использовался математический аппарат теории упругости, во втором — методы континуальной теории дислокаций.

Андерсон [46], используя решение Инглиса для эллиптического отверстия в бесконечной пластине [55], рассмотрел случай эллипса, одна из осей которого становится равной нулю, т. е. перешел к предельно узкому плоскому разрыву. Он рассчитал значения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  и построил траектории  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  локального поля в окрестностях плоского разрыва для случая исходного поля чистого сдвига, главные оси которого составляют с разрывом углы  $135^\circ$  и  $45^\circ$  (рис. 8). При этом предполагалось, что трение между берегами разрыва отсутствует.

М. Чиннери [50, 51] рассчитал компоненты тензора напряжений локального поля, возникающего в упругом полупространстве при введении в него прямоугольной одномерной дислокации Вольтерра. Рассматривались два основных варианта: 1) массив первоначально не напряжен, дислокация имеет форму квадрата; 2) массив находится первоначально в состоянии чистого сдвига или одноосного сжатия, дислокация поверхностная (глубина много меньше ее длины  $L$ ). Для второго варианта были построены изолинии значений  $\Delta\tau_{xy}$ ,  $\tau_{11} + \tau_{22}$ ,  $\tau_{\max}$  и траектории  $\tau_{\max}$  для последней четверти разрыва на свободной поверхности, величины  $\tau_{ij}$  были получены в абсолютных значениях (рис. 9).

Т. Маруяма [56] решил двумерную задачу об изменении первоначально однородного поля напряжений в результате возникновения плоского разрыва, рассматриваемого как поверхность двумерной дислокации Сомилианы, для двух типов граничных условий на поверхности разрыва.

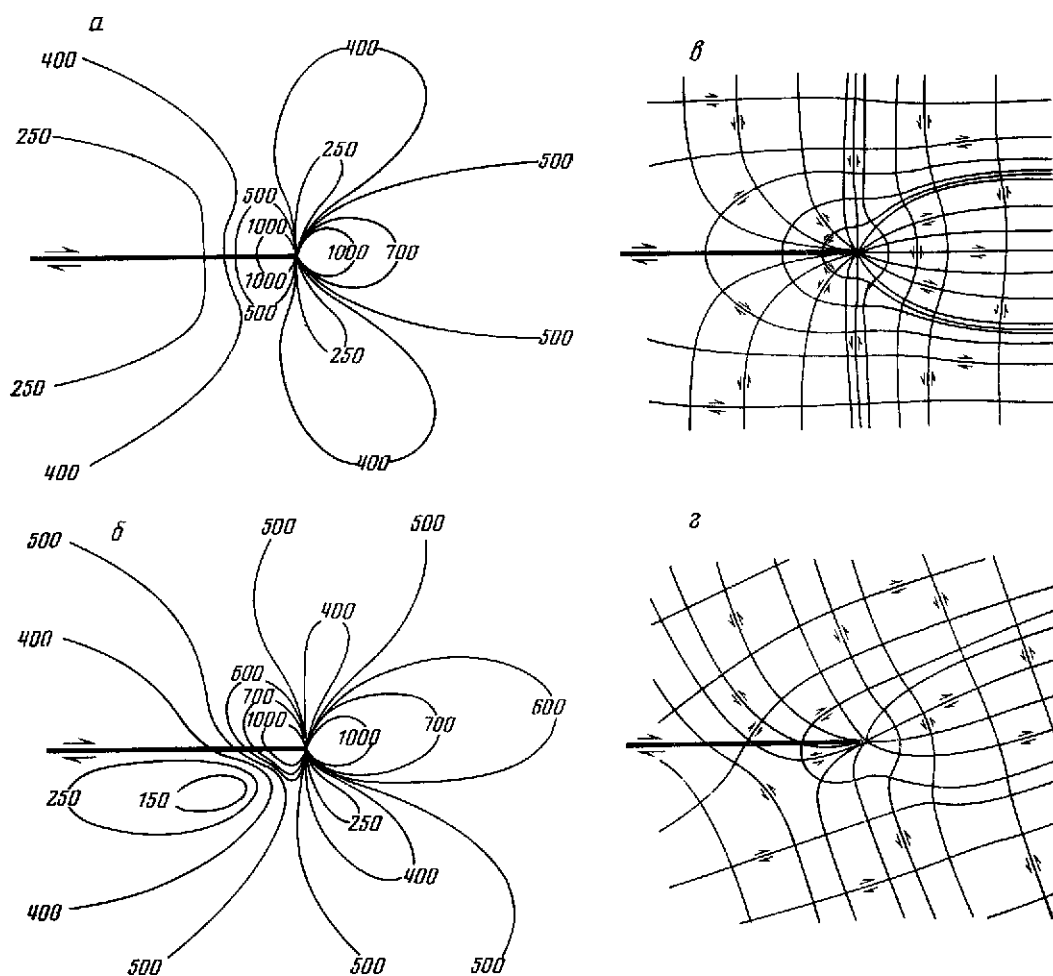
В первом случае на разрыве задавался скачок смещений эллиптического типа  $(l^2 - \xi^2)^{1/2}$  и принималось, что его поверхности свободны ( $\tau_{xy} = \tau_{yy} = 0$ ). Во втором случае задавался скачок смещений вида  $\{1 - (\xi/a)^2\}^{3/2}$ , в этом случае напряжения  $\tau_{xy}$  были равными нулю в центре разрыва и пониженными на остальной его поверхности<sup>1</sup>. Были построены контурные карты изолиний для  $\tau_{\max}$  и изоклин (в первом случае также для всех компонент тензора напряжений) для углов между разрывом и осью  $\sigma_3$ , равных  $135^\circ$  и  $120^\circ$  — в первом случае,  $135^\circ$  и  $115^\circ$  — во втором случае. Исходное поле в первом случае бралось как чистый сдвиг и одноосное сжатие, во втором — рассматривался общий случай двумерного поля.

Интересно отметить, что картины траекторий  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  около закрытого разрыва без трения при исходном поле чистого сдвига, полученные Андерсоном [46], и около щели при исходном поле одноосного сжатия при  $\alpha = 45^\circ$ , полученные в настоящей работе, практически совпадают. В общих чертах соответствуют друг другу картины изолиний  $\tau_{\max}$  около разрыва и картины изоклин по Т. Маруяме [56] для разрыва с одной лишь сдвиговой компонентой смещения (эллиптического типа) при  $\tau_{xy} = 0$  на разрыве (исходное поле — чистый сдвиг) и в наших экспериментах для разрыва с сомкнутыми берегами при аналогичных углах  $\alpha$  (исходное поле — одноосное сжатие). Однако непосредственно сопоставить наши результаты с теоретическими по этим работам нельзя, так как ни в одном случае нет совпадения первоначального поля напряжений и граничных условий на разрыве.

Решение Андерсона дано только для чистого сдвига, а у нас этот случай не исследован. Решение М. Чиннери дается для свободной поверхности трехмерного массива и для постоянного скачка смещений на разрыве. В решении Т. Маруямы также априорно вводится характер скачка смещений, причем часто имеется и раздвиговая компонента этого скачка.

Таким образом, ни одно из этих решений нельзя использовать для сравнения с нашими результатами. Для сопоставления наших результатов с тео-

<sup>1</sup> Здесь  $l$  — половина длины разрыва,  $\xi$  — расстояние от середины разрыва. Разрыв лежит на оси  $x$ .

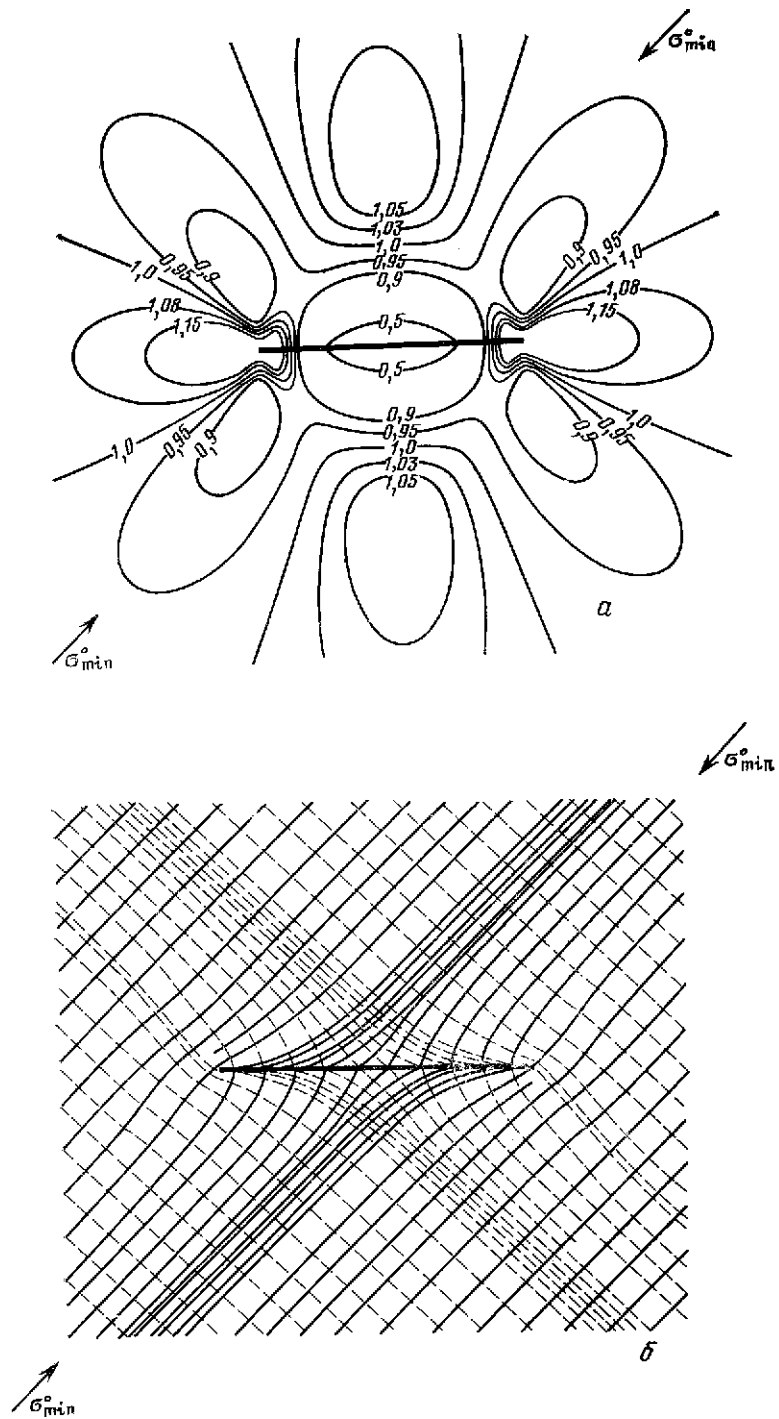


**Рис. 9.** Изолинии (а, б) и траектории (в, г) максимальных касательных напряжений в окрестностях разрыва с сомкнутыми берегами при двух типах исходного напряженного состояния

а, в — при чистом сдвиге,  $\alpha = 135^\circ$ ; б, г — при одноосном сжатии,  $\alpha = 150^\circ$ . Результаты теоретического расчета М. Чиннери [51]

решениями расчетами желательно было рассмотреть строгое решение плоской задачи теории упругости для закрытого сдвигового разрыва при тех же граничных условиях, состоящих в задании кулонова трения между берегами, которые предполагались осуществленными при моделировании. Такое решение может быть легко получено по методу Колосова — Мухелишвили [21]. В. Н. Фридман преобразовал это решение к виду, удобному для вычисления на ЭВМ главных напряжений  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  и углов  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , которые направления действия напряжений составляют с направлением разрыва. На основе полученного им алгоритма Б. А. Квасовым и авторами были рассчитаны на ЭВМ значения  $\tau_{\max}$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\beta_1$ , и  $\beta_2$  для случая исходного поля одноосного сжатия и угла  $\alpha$ , равного  $45^\circ$ . При этом было принято  $k = 0,2$ ,  $\sigma_3^0 = -2$ ,  $\tau_{\max}^0 = 1$ . Расчеты были проведены с шагом 0,1 в интервале  $-2,5l \leq x \leq 2,5l$ ,  $-2,5l \leq y \leq 2,5l$ , где  $l$  — полудлина разрыва.

На рис. 10, а показаны изолинии  $\tau_{\max}$ , а на рис. 10, б — траектории главных напряжений  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , построенные на основании этих расчетов. Сопоставление этих результатов со схемами для  $\tau_{\max}$  и со схемами для траекторий  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  (рис. 4, А и б, А) показывает хорошее соответствие между результатами



**Рис. 10.** Изолинии максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$  (а) и ориентация главных нормальных напряжений  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  локального поля (б) в окрестностях плоского разрыва с сомкнутыми берегами для случая коэффициента трения  $k = 0,2$

Результаты расчета на ЭВМ, отвечающего решению плоской задачи теории упругости для случая исходного поля одноосного сжатия при  $\alpha = 45^\circ$ . Условные обозначения те же, что на рис. 6.

теоретических расчетов и эксперимента. Теоретическая схема  $\tau_{\max}$  имеет все те же области изменения  $\tau_{\max}$  (I — IV), которые отмечались на экспериментальной схеме, и достаточно близкие размеры и конфигурацию всех этих областей. Некоторые количественные отличия экспериментальной и теоретической картин поля  $\tau_{\max}$ , возможно, вызываются отклонениями коэффициента трения между берегами разреза в модели от постоянного значения. Хорошее соответствие с экспериментом дает и теоретическая схема траекторий  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ . Рассмотрение аналитических выражений для  $\tau_{\max}$  показывает также, что поле величин  $\Delta\tau_{\max} / \tau_{\max}^0$ , определяющее форму и размер областей I — IV, не зависит от величины напряжений исходного поля, а если ввести безразмерные координаты  $x/l$  и  $y/l$ , то не зависит и от длины разрыва  $l$ .

Таким образом, теоретическое решение плоской задачи теории упругости дает результаты, хорошо соответствующие результатам эксперимента. Это подтверждает правильность результатов экспериментов и дает право переноса этих результатов на случай упругой среды с высоким модулем упругости. Кроме того, это является обоснованием для применения данной методики моделирования при решении тех задач, которые пока еще не могут быть решены теоретически. В частности, это относится к нахождению локальных полей для разрывов криволинейной и любой более сложной формы, а также систем разрывов.

### **Основные направления моделирования локальных полей напряжений, связанных с разрывами**

Описанный выше метод моделирования локальных полей напряжений, обусловленных разрывами, в дальнейшем будет, очевидно, развиваться в следующих направлениях.

Первое направление — продолжение начатого в настоящей работе изучения общих закономерностей изменения однородного исходного поля напряжений в окрестностях одиночных тектонических разрывов и систем разрывов простейшей формы. Здесь можно выделить три первоочередные задачи. Первая задача — изучение локальных полей напряжений в окрестностях одиночных разрывов различной формы (дугообразного, плоского и др.) и их сочетаний, а также зависимости характера этих полей от ориентации разрывов и особенностей их морфологии. Вторая задача — изучение зависимости характера локального поля напряжений одиночных разрывов от типа исходного плоского напряженного состояния при изменении этого типа в широких пределах. Эти результаты должны стать своеобразной азбукой, описывающей локальные поля напряжений одиночных разрывов. Третья задача — изучение закономерностей перестройки поля напряжений около распространенных в природе сочетаний разрывов, состоящих либо из нескольких пересекающихся или сочленяющихся разрывов, либо из нескольких близко расположенных, но не контактирующих разрывов. Окрестности сочленения разрывов для первого случая будем называть тектоническими узлами, а для второго — «перемычками» разрывных комплексов. Изучение распределения напряжений в окрестностях типичных узлов и перемычек разрывных комплексов поможет в будущем, не прибегая к моделированию, судить о характере локального поля напряжений около определенных участков систем сложно построенных разрывов. Такие поля можно рассматривать как слоги или слова упоминавшейся выше азбуки.

Примером простейших узлов являются окрестности сочленения плоских отрезков в разрывах T-, Y-, X-образной форм, а примером перемычек — пространство между двумя разрывами, лежащими на одной прямой или на соседних параллельных прямых. Оба эти случая интересны как для физики очага, так и для геологии. Первые результаты в этом направлении, полученные авторами, отражены в [45].



Первое направление может быть названо физическим моделированием локальных полей напряжений, обусловленных стабильными разрывами простейшей формы.

Второе направление — изучение локальных полей напряжений моделей с разрезами, имитирующими системы крупных тектонических разрывов конкретных участков земной коры. Нагрузки на модель должны при этом воспроизводить направления осей регионального поля тектонических напряжений. Получаемая картина локального поля может сопоставляться с сейсмичностью, с зонами развития в массиве небольших разрывов или трещин, а также с особенностями размещения и характером полезных ископаемых. Это направление можно назвать физическим моделированием локальных полей напряжений стабильных разрывов, имитирующих системы разрывов конкретных районов. Результаты моделирования такого типа отражены в трех статьях настоящего сборника <sup>1</sup> а также в [20, 27, 28] и других.

Третье направление — изучение изменений локальных полей напряжений в процессе развития сложного разрыва или подготовки магистрального разрыва в очаге землетрясения. Сам метод позволяет получать только статические картины локальных полей напряжений около неразвивающихся разрывов. Однако в эксперименте мы можем имитировать процесс развития (роста) разрыва или системы разрывов, создавая в модели одно за другим новые нарушения (прорези) там, где всего вероятнее их возникновение в массиве. Сопоставление локальных полей напряжений для различных стадий развития системы разрывов позволяет имитировать изменение этих полей в процессе развития крупного разрыва или разрывов. Это направление может быть названо физическим моделированием (позапным) локальных полей напряжений развивающихся разрывов. Работы такого типа только что начаты в лаборатории тектонофизики.

Результаты моделирования локальных полей напряжений могут быть использованы для решения вопросов, связанных с прогнозированием образования новых разрывов: развития основного разрыва и образования около него вторичных нарушений. Эти вопросы важны как для геологии и физики очага, так и для механики разрушения. В следующей статье авторами сделана попытка рассмотреть некоторые из этих вопросов, основываясь на результатах перестройки поля напряжений около плоского разрыва.

Таким образом, методика моделирования локальных полей напряжений, обусловленных разрывами, может быть использована при решении весьма широкого круга вопросов, имеющих как теоретическое, так и прикладное значение.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А. С. Григорьеву за обсуждение работы, а также Б. В. Кострову, Б. А. Квасову и В. Н. Фридману за консультацию.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. Я., Ахметзянов И. Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М., «Наука». 1973. 576 с.
2. Балакина Л. М., Введенская А. В., Голубева Н. В. и др. — Сейсмология, 1972, № 8, с. 192.
3. Белоусов В. В., Гзовский В. В. Экспериментальная тектоника. М., «Недра», 1964, 119 с.
4. Ваниек Л., Клима К., Козак Я. и др. — ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2, с. 324–326.
5. Введенская А. В. Исследования напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М., «Наука», 1969, 136 с.
6. Гзовский М. В. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1954, № 5, с. 390–410.
7. Гзовский М. В. — В кн.: Проблемы тектонофизики. М., Госгеолтехиздат, 1960, с. 315–344.

<sup>1</sup> См. статьи: Д. Н. Осокиной, О. И. Гущенко, В. И. Лыкова, Н. Ю. Цветковой «Моделирование локальных полей...»; Д. Н. Осокиной, А. А. Никонова, Н. Ю. Цветковой «Моделирование локального поля...»; Л. А. Смирнова «Моделирование локальных полей...» в настоящем сборнике.

8. *Гзовский М. В.* Основные вопросы тектонофизики и тектоника Байджансайского антиклинория. Ч. III и IV. М., Изд-во АН СССР, 1963. 544 с.
9. *Гзовский М. В.* — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1970, № 5, с. 51–84.
10. *Гзовский М. В.* — В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород. М., «Наука», 1971, с. 5–37.
11. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975. 536 с.
12. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н.* — Коллоид. ж., 1960, т. 22, № 5, с. 560–568.
13. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Кузнецова И. М.* Применение поляризационно-оптического метода при моделировании геологических процессов. — Труды Всесоюз. конф. по поляризационно-оптическому методу. Л., Изд. ЛГУ, 1960, с. 290–304.
14. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Ломакин А. А., Кудряшова В. В.* — Труды VII Всесоюз. конф. по поляризационно-оптическому методу исследования напряжений. Т. IV. Таллин, 1971, с. 48–56.
15. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Ломакин А. А., Кудряшова В. В.* Напряжения, разрывы, очаги землетрясений (результаты моделирования). — В кн.: Региональные исследования сейсмического режима. Кишинев, «Штиинца», 1974, с. 113–124.
16. *Гущенко О. И.* ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2, с. 331–334.
17. *Гущенко О. И., Сим Л. А.* Изв. вузов. Геология и разведка, 1977, № 12, с. 17–25.
18. *Гущенко О. И., Степанов В. В.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 26–28.
19. *Жаворонок И. В.* — В кн.: Поляризационно-оптический метод и его приложения к исследованию тепловых напряжений и деформаций. Киев, «Наукова думка», 1976, с. 90–94.
20. *Лыков В. И., Осокина Д. Н., Одеков О. А.* и др. — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Ташкент, «Фан», 1976, с. 151–163.
21. *Мухелишвили Н. И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., «Наука», 1966. 707 с.
22. Напряженное состояние земной коры. Под ред. П. Н. Кропоткина, Г. Т. Нестеренко, Н. К. Булина. М., «Наука», 1973. 186 с.
23. *Осокина Д. Н.* — Коллоид. ж., 1957, т. 19, № 6, с. 713–721.
24. *Осокина Д. Н.* Пластичные и упругие низкомолекулярные оптически активные материалы для исследования напряжений в земной коре методом моделирования. М., Изд-во АН СССР, 1963. 196 с.
25. *Осокина Д. Н., Гембицкий А. С.* — Коллоид. ж., 1962, т. 24, № 6, с. 724–732.
26. *Осокина Д. Н., Гембицкий А. С., Гзовский М. В.* Авт. свид. № 154404. Бюл. изобрет., 1963, № 9.
27. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гущенко О. И., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Ташкент, «Фан», 1976, с. 193–199.
28. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 16–18.
29. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гущенко О. И.* и др. — В кн.: Механика литосферы. М., ГКНТ, 1974, с. 13–15.
30. *Осокина Д. Н., Лыков В. И., Цветкова Н. Ю., Шиханович Э. А.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 73–74.
31. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю.* Метод моделирования распределения напряжений в окрестностях тектонических нарушений и в очагах землетрясений. Тезисы докл. Всесоюз. конф., посвященной состоянию и развитию работ в области сейсмологии и сейсмостойкого строительства. Ашхабад, 1973, с. 4.
32. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю., Смирнов Л. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., 1976, с. 43–45.
33. *Папкович П. Ф.* Теория упругости. М., Оборонгиз, 1939. 638 с.
34. *Пригоровский Н. Н.* и др. Напряжения и деформации в деталях и узлах машин. М., Машгиз, 1961. 326 с.
35. *Савин Г. Н.* Распределение напряжений вокруг отверстий. Киев, «Наукова думка», 1968. 353 с.
36. *Смирнов Л. А.* — Труды ВЗПИ, 1976, вып. 99, с. 105–110.
37. *Тараторин Б. И., Сахаров В. Н., Кузьмин В. С.* — В кн.: Поляризационно-оптический метод и его приложения к исследованию тепловых напряжений и деформаций. Киев, «Наукова думка», 1976, с. 211–217.
38. Тимошенко С. П. Теория упругости. М., ГТТИ, 1937. 451 с.
39. *Трубмачев Б. Ф., Молодцова Л. С.* — Применение оптического метода для исследования напряженного состояния пород вокруг горных выработок. М., Изд-во АН СССР, 1963.
40. *Фатхуллаев Ш. Д., Королев В. А., Шехтман П. А.* — Труды Межвузовской конф. по применению физического и математического моделирования в ряде областей техники. М., изд. МЭИ, 1968.
41. Фрохт М. М. Фотоупругость. Т. 1, 2. М., Гостехиздат, 1948. 432 с.; 1950. 488 с.
42. *Хаст Н., Нильсон Т.* — В кн.: Проблемы инженерной геологии, вып. 4. М., «Мир», 1967, с. 13–21.
43. *Хесин Г. Л., Стрельчук Н. А.* Метод фотоупругости. Т. 1, 2. М., Стройиздат, 1975.
44. *Шамина О. Г., Павлов А. А., Стрижков С. А.* — В кн.: Исследования по физике землетрясений. М., «Наука», 1976, с. 55–67.

45. Шамина О. Г., Осокина Д. Н., Томашевская И. С. и др. — В кн.: Предвестники землетрясений. Деп. ВИНТИ, № 5498—73, 1973, с. 28—60.
46. Anderson E. M. The Dynamics of faulting, 2d ed. Edinburg, 1951, 206 с.
47. Bombolakis E. G. — Tectonophysics, 1964, v. 1, N 4, p. 343—351.
48. Bombolakis E. G. — Tectonophysics, 1973, v. 18, N 3/4, p. 231—248.
49. Bradley W. B., Kobayashi A. S. — Proc. Soc. Exper. Stress Analysis, 1970, v. 27, № 1, p. 106—113.
50. Chinnery M. A. — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1963, v. 53, № 5, p. 921—932.
51. Chinnery M. A. — J. Earth. Sci., 1966, v. 3, N 2, p. 163—174.
52. Duda S. Y. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1965, v. 9, N 4, p. 399—410.
53. Gzovsky M. V., Grigoriev A. S., Gushchenko O. I. e. a. — Geod. and Geophys. Int. Symp., Potsdam, 1974, p. 265—285.
54. Hoek E., Bieniawski L. T. — J. Fracture Mech., 1965, v. 1, N 3, p. 119—127.
55. Inglis C. E. — Proc. Inst. Nav. Arch., 1913, v. 55, pt 1, p. 219—230.
56. Maruyama T. — Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo Univ., 1969, v. 47, N 1, p. 1—29.
57. Nikonov A. A., Osokina D.N., Tsvetkova N. Yu. — Tectonophysics, 1975, p. 153—159.

Д. Н. ОСОКИНА, Н. Ю. ЦВЕТКОВА

## **ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ПРОГНОЗ ВТОРИЧНЫХ НАРУШЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ ТЕКТОНИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ И В ОЧАГАХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С УЧЕТОМ ТРЕТЬЕГО ГЛАВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ**

В предыдущей статье настоящего сборника авторы рассмотрели особенности двумерного локального поля напряжений, возникающего около плоского разрыва с сомкнутыми берегами (и с трением между ними) в результате возмущения исходного однородного поля напряжений. Полученные результаты позволяют перейти к изучению того, где следует ожидать возникновения около основного разрыва вторичных нарушений и как должны быть ориентированы их плоскости и подвижки по ним.

Прогноз образования вторичных нарушений имеет большое значение для решения ряда задач геологии, геофизики и физики очага. Эти исследования могут принести пользу при поиске, разведке и эксплуатации месторождений полезных ископаемых, для понимания процессов формирования и развития крупных разрывов. Они могут быть использованы при интерпретации сейсмологических данных и данных о современных движениях, в том числе для использования этих данных при прогнозе сильных землетрясений. Важным приложением этих исследований может стать разработка методики определения направления смещений по крупному разлому на основе изучения вторичных нарушений, возникших в результате смещений по этому разлому.

Прогнозирование образования вторичных нарушений естественно проводить на основе изучения локального поля напряжений основного разрыва.

Экспериментальное изучение переориентации осей напряжений исходного однородного поля около разрывов с сомкнутыми берегами ранее (насколько нам известно) не проводилось, поэтому полученные в предыдущей статье результаты впервые дали возможность рассмотреть вопрос о возможных вторичных нарушениях, опираясь на экспериментальное изучение локального поля напряжений около разрыва. Предшествующие работы, посвященные этой задаче, основывались на результатах теоретических исследований [22—26, 30], дававших упрощенные решения задачи о двумерном поле напряжений в упругой среде около разрыва сдвигового типа. Эти теоретические решения были кратко охарактеризованы в предыдущей статье. Две наиболее известные попытки выяснения условий образования вторичных нарушений были сделаны Дж. Муди и М. Хиллом [13] и М. Чиннери [25]. Обе эти работы несомненно были полезным шагом вперед, особенно вторая, однако обе имели и серьезные недостатки. Их результаты были в одних отношениях недостаточно полны, а в других — принципиально неправильны. Третья работа была выполнена С. Стояновым [16, 18]. Он, помимо упомянутых теоретических работ [22, 25] использовал также геологические данные и результаты изучения вторичных нарушений около концов крупного разрыва — сдвига (в геологическом смысле) — на моделях из влажной глины. Он впервые предположил, что около концов такого разрыва, кроме поворота двух осей напряжений в горизонтальной плоскости, может происходить и изменение соотношений между величинами главных напряжений, приводящее к изменению индексации главных напряжений. Однако его результаты были в значительной степени неоднозначны. Поэтому построение схемы образования вторичных нарушений требовало продолжения и завершения.

Настоящая статья посвящена решению этой задачи. На основе полученных в предыдущей статье результатов об ориентации осей напряжений дву-

мерного локального поля около разрыва и простейшего теоретического построения с использованием метода наложения напряжений было получено решение частного случая трехмерной задачи о направлениях осей напряжений локального поля около разрыва.

С использованием этого решения и теории прочности Мора был рассмотрен вопрос о характере вторичных нарушений, которые должны ожидаться в разных участках окрестностей разрыва при различных видах исходного поля напряжений. Далее были рассмотрены некоторые геологические и сейсмологические аспекты этих результатов и проведено их сопоставление с результатами Дж. Муди и М. Хилла, М. Чиннери и С. Стоянова.

### **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОРИЕНТАЦИИ ОСЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ ОКОЛО ПЛОСКОГО РАЗРЫВА**

В предыдущей статье с помощью моделирования были получены схемы ориентации главных нормальных напряжений  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  локального поля, формирующегося около плоского разрыва при плоском напряженном состоянии.<sup>1</sup> Исследуем теоретически трехмерное поле напряжений в модели, которое получится, если к найденному экспериментально двумерному полю, главные напряжения которого  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  лежат в плоскости  $xy$ , параллельной свободной поверхности модели, добавить третье главное нормальное напряжение  $\sigma_z$ , действующее нормально к упомянутой плоскости. Ясно, что положения главных площадок, а следовательно, и направления главных напряжений в каждой точке модели останутся при этом неизменными. Однако как при  $\sigma_z \neq 0$ , так и при  $\sigma_z = 0$  главные напряжения на площадках, нормальных к плоскости  $xy$  ( $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$ ), уже не могут заранее трактоваться как наибольшее и наименьшее напряжения в алгебраическом смысле. Все будет зависеть от соотношений между ними<sup>2</sup> и  $\sigma_z$ .

Разделим плоскость  $xy$  на четыре квадранта и рассмотрим участки вблизи концов разрыва. В соответствии с результатами экспериментов, описанными в предыдущей статье и в [14], независимо от величины угла  $\alpha$  ( $\alpha$  — угол между осью  $\sigma_3^0$  исходного поля и простиранием разрыва) вблизи концов разрыва ориентация одной из осей  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  локального поля в каждом из квадрантов в зоне разрыва будет близкой к нормали к разрыву, а ориентация другой оси — близкой к направлению вектора смещения по разрыву<sup>3</sup> (рис. 1).

Рассмотрим вначале случай, когда исходное поле напряжений модели представляет собой поле одноосного сжатия (рис. 1). Поскольку подвижка по разрыву левосторонняя, то в квадрантах II и IV оба главных напряжения  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  в плоскости  $xy$  оказываются сжимающими. В квадрантах I и III сжимающим остается только главное напряжение  $\sigma_{\min}$ , почти перпендикулярное разрыву, тогда как второе главное напряжение  $\sigma_{\max}$ , почти параллельное разрыву, оказывается растягивающим.

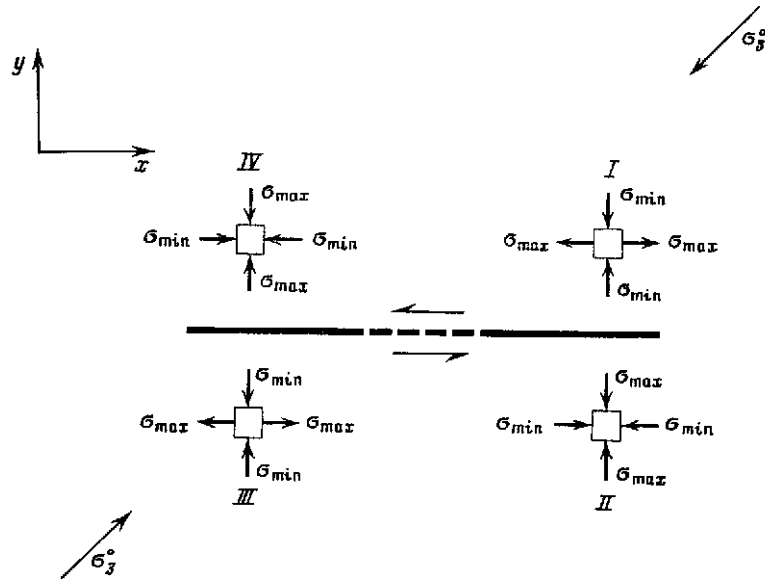
Сравним теперь по алгебраической величине главные напряжения в плоскости модели  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  с третьим главным напряжением  $\sigma_z$ .

В ненарушенной модели, находящейся в состоянии одноосного сжатия, это третье главное нормальное напряжение  $\sigma_z^0$  равно 0. Нулем оно остается

<sup>1</sup> См. рис. 6, 7 в статье Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования локальных...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> Эти соотношения имеют основное значение в вопросах прогноза вторичных нарушений. Выявление зон возможного их возникновения, установление характера разрушения (отрыв, скол), наконец, определения ориентации поверхностей возможного разрушения связываются согласно любой из макроскопических теорий прочности с величинами главных нормальных напряжений и направлениями наибольшего и наименьшего из них.

<sup>3</sup> Под направлением вектора смещения будем понимать направление движения рассматриваемого крыла разрыва относительно другого крыла, принимаемого за неподвижное.

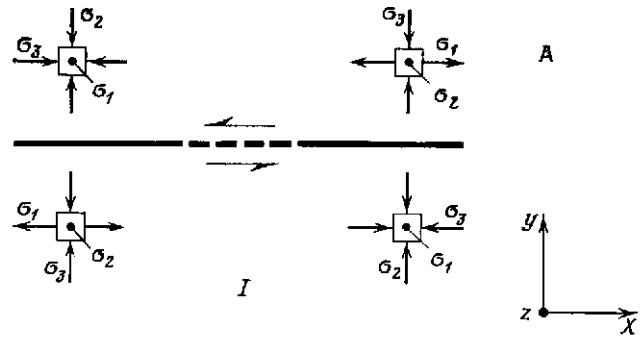


**Рис. 1.** Схема направлений действия главных нормальных напряжений  $\sigma_{\max}$ ,  $\sigma_{\min}$  вблизи концов разрыва в плоскости  $xy$ , перпендикулярной к плоскости разрыва, для случая сдвигового левостороннего смещения по разрыву при исходном поле одноосного сжатия. Плоскость разрыва принята за плоскость  $xz$ , ось  $x$  направлена по вектору смещения, ось  $y$  — по нормали к разрыву

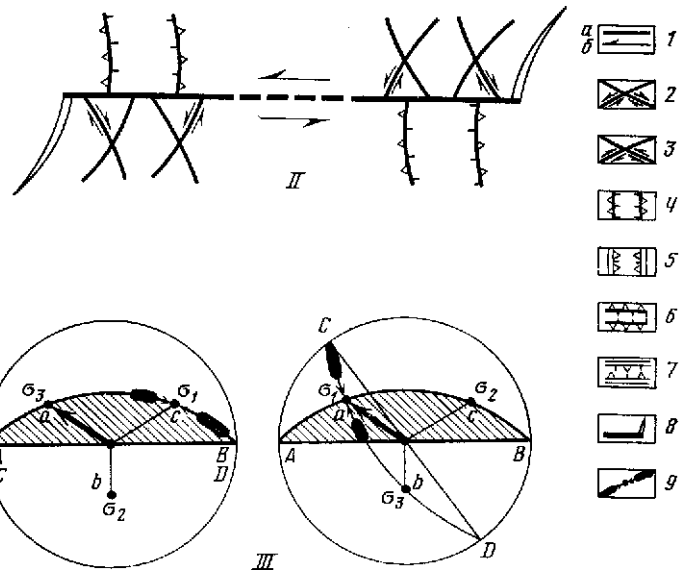
и после появления разрыва, плоскость которого нормальна к плоскости модели, т. е. в этом случае  $\sigma_z = \sigma_z^0 = 0$ . (Разумеется, если исключить из рассмотрения малые окрестности концов разрыва.) Если сравнить  $\sigma_z$  по алгебраической величине с напряжениями  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$ , то окажется, что после появления разрыва ось  $\sigma_z$  в секторах «растяжения» (расположенных преимущественно в квадрантах I и III) является осью  $\sigma_2$ , а в секторах «сжатия» (расположенных преимущественно в квадрантах II и IV) — осью  $\sigma_1$ . Картина расположения осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  нового локального поля, обусловленного разрывом, для случая, когда исходное поле представляет одноосное сжатие, показана на рис. 2, А — I.

Если таким же образом строить трехмерное поле напряжений, используя другие типы исходного плоского напряженного состояния модели (двухосное сжатие, чистый сдвиг и др.), а также случаи сочетания плоского напряженного состояния модели с растяжением или сжатием в направлении, перпендикулярном к ее плоскости, то легко показать, что во всех этих случаях появление разрыва приводит к изменению ориентации в пространстве около его концов либо всех трех главных напряжений, либо двух из них. Направления главных осей и положение главных плоскостей локального поля остаются теми же самыми, что и в уже рассмотренном случае одноосного сжатия (рис. 2, А — I). Одна из главных плоскостей локального поля должна быть параллельной плоскости  $xy$  — свободной поверхности при плоском напряженном состоянии. Если трение между берегами разрыва отсутствует или является весьма малым (по крайней мере вблизи концов разрыва), то вторая главная плоскость должна практически совпадать с плоскостью разрыва, а третья — должна быть нормальной к первым двум. Таким образом, главные оси тензора напряжений локального поля вблизи концов разрыва могут занимать лишь одно из следующих трех практически фиксированных по отношению к разрыву положений: близкое к направлению вектора смещения по разрыву, близкое к нормали к плоскости разрыва и совпадающее с нормалью к этим двум направлениям, т. е. с осью  $z$ .

**Рис. 2.** Локальное поле напряжений и ожидаемые вторичные нарушения вблизи концов разрыва для случая исходного поля одноосного (А) и двуосного (Б) сжатия в плоскости  $xu$



Плоскость разрыва, нормальная к плоскости чертежа, принята за плоскость  $xz$ , направление вектора смещения – за ось  $x$ , нормаль к разрыву – за ось  $y$ . I – схема положения осей главных нормальных напряжений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  локального поля; II – схема расположения потенциальных поверхностей скальвания (вторичных нарушений) и направления движения по ним; III – расположение на стереограммах «максимумов» полюсов потенциальных поверхностей скальвания, обусловленных локальным полем напряжений в зоне разлома, и его связь с положением плоскости разрыва и направлением вектора смещения по разрыву (справа – для секторов «растяжения», слева – для секторов «сжатия»). Дуга большого круга  $AB$  – проекция плоскости разрыва, изображенная с падением  $45^\circ$ ;  $a$  – проекция направления вектора смещения (вектора подвижки) по разрыву;  $b$  – проекция нормали к разрыву;  $c$  – проекция «бинормали» – направления в плоскости разрыва, перпендикулярного к вектору сме-



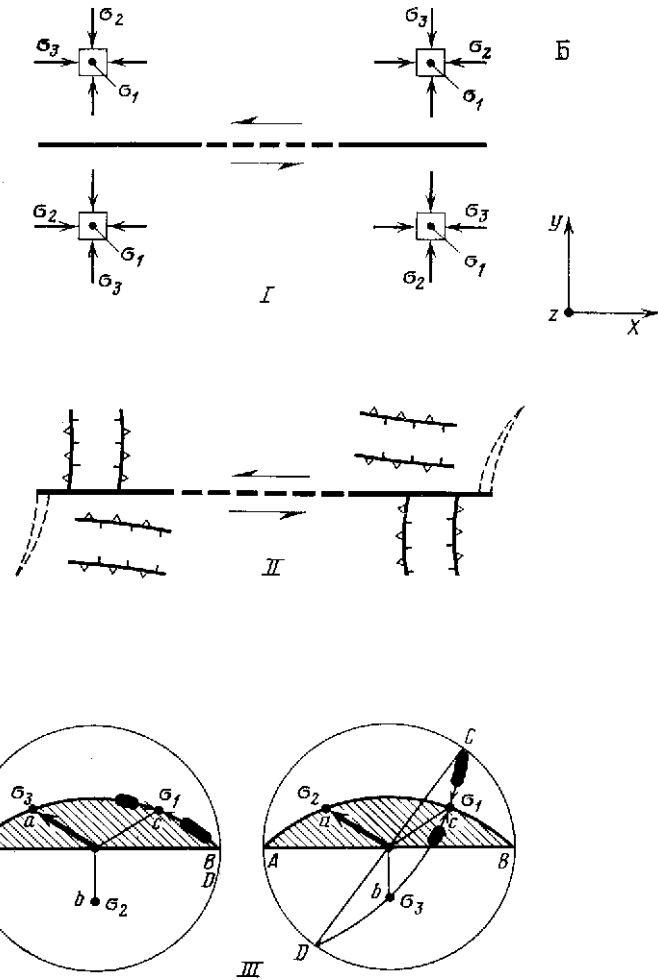
щения; дуга большого круга  $CD$  – проекция плоскости  $\sigma_1\sigma_3$  данного локального поля напряжений, на которой должны располагаться полюса плоскостей скальвания

Различное соотношение величин  $\sigma_1^0$ ,  $\sigma_2^0$ ,  $\sigma_3^0$  исходного поля приводит к различному соотношению величин главных напряжений локального поля, чему отвечает различная индексация (или нумерация) осей локального поля вблизи концов разрыва. Напомним, что индексы у напряжений соответствуют соотношениям  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ . Таким образом, можно говорить о различных типах локального поля напряжений или о различных типах изменения направлений главных напряжений, вызванного наличием разрыва.

Всего может быть шесть различных типов индексации осей напряжений или шесть типов локального поля напряжений. Каждому конкретному виду исходного напряженно-го состояния соответствует определенное сочетание двух из этих шести возможных типов оцифровки осей напряжений в секторах растяжения и сжатия материала вблизи концов разрыва. На рис. 2, А–I, Б–I; 3, А–I, Б–I показано положение осей напряжений локального поля для нескольких различных типов исходного поля напряжений. При этом трение между берегами разрыва было принято очень малым.

Следует обратить внимание на то, что одинаковые сочетания типов локального поля в разных крыльях разрыва вблизи его концов могут возникать при различных видах исходного поля напряжений. Так, например, одинаковая картина получается, если исходное поле является одноосным сжатием и

ния (проекции нормалей к ним), изображенные овалами. Овалы отвечают углам скалывания в диапазоне от 15 до 35°. Вся проекция дается для верхней полусферы. 1а – основной разрыв вызывающий перестройку исходного поля напряжений; 1б – направление смещения крыльев разрыва; 2 – 7 – линии пересечения плоскостей скалывания в упругом массиве с плоскостью  $xu$ , проходящей через вектор смещения и нормаль к разрыву; 2,3 – пары сопряженных поверхностей скалывания, параллельных оси  $z$ , первая система трещин; 4, 5 – пары сопряженных поверхностей скалывания, субпараллельных нормали к разрыву, вторая система трещин; 6, 7 – пары сопряженных поверхностей скалывания, субпараллельных вектору смещения по разрыву, третья система трещин; 4 и 6 – висячее крыло вторичного нарушения движется «вверх», по восстанию плоскости нарушения, углы плоскости нарушения с плоскостью чертежа меньше 45° – «надвиги»; 5 и 7 – висячее крыло вторичного нарушения движется «вниз», по падению плоскости нарушения, углы плоскости нарушения с плоскостью чертежа больше 45° – «сбросы»; 8 – ожидаемые отрывные нарушения у концов разрыва; 9 – местоположение полюсов плоскостей скалывания; стрелки показывают направления смеще-



ний по этим плоскостям (см. рис. 1 в ст. О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...»)

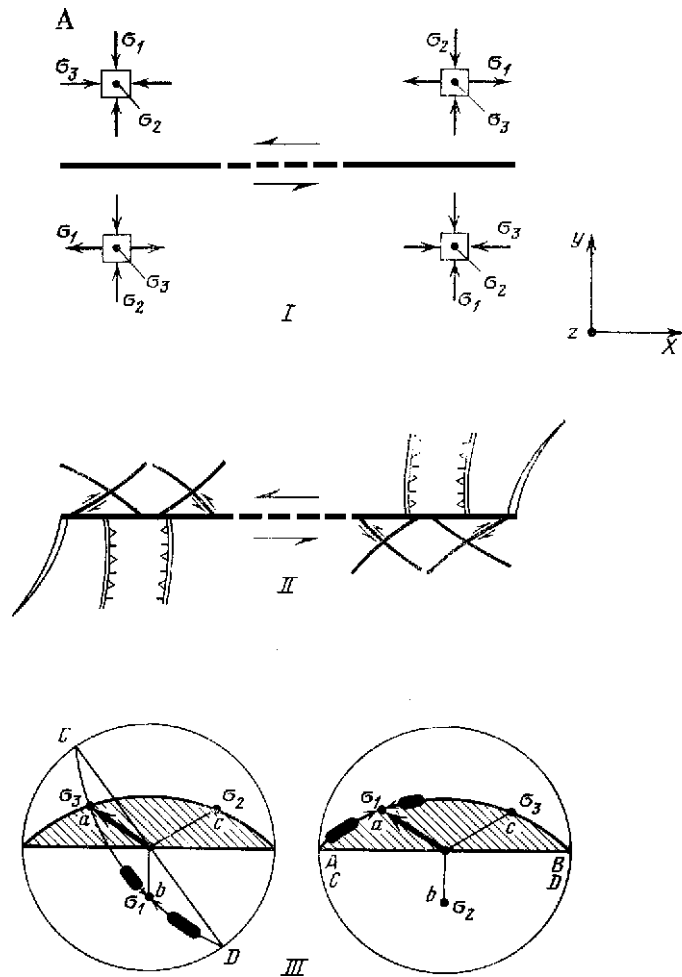
если исходное поле представляет собой сочетание чистого сдвига со слабым растяжением по нормали к плоскости модели (по оси  $z$ ).

Представлялось интересным рассмотреть направления трех главных напряжений локального поля не только вблизи концов разрыва, но и во всем массиве, окружающем разрыв. Для этого были построены траектории осей напряжений не только на плоскости  $xu$ , но и на двух других плоскостях, проходящих через ось  $z$  и являющихся гранями кубика, вырезаемого из массива в окрестностях разрыва. На рис. 4, А, а; Б, а; 5, А, а; Б, а показана картина траекторий главных напряжений около плоского разрыва на гранях такого кубика для четырех различных типов исходного поля напряжений. Мы видим, что для одних типов исходного поля напряжений, примером которых могут служить двусное сжатие в плоскости  $xu$  (рис. 4, Б, а) и сочетание одноосного сжатия в плоскости  $xu$  с сильным сжатием по оси  $z$  (рис. 5, Б, а), все три главные оси на каждой из граней кубика сохраняют постоянную индексацию. При этом одна из осей ( $\sigma_1$  — на рис. 4, Б, а,  $\sigma_3$  — на рис. 5, Б, а) сохраняет неизменное положение, нормальное к плоскости  $xu$ , а две другие оси, лежащие в плоскости  $xu$ , поворачиваются при подходе к разрыву в соответствии со схемами траекторий главных напряжений, показанными в предыдущей статье. В данном случае, так как угол  $\alpha$  между осью  $\sigma_3$  и разрывом



**Рис. 3.** Локальное поле напряжений и ожидаемые вторичные нарушения вблизи концов разрыва для случая исходного поля, создаваемого наложением на одноосное сжатие в плоскости  $xu$  умеренного (А) и сильного (Б) сжатия по оси  $z$

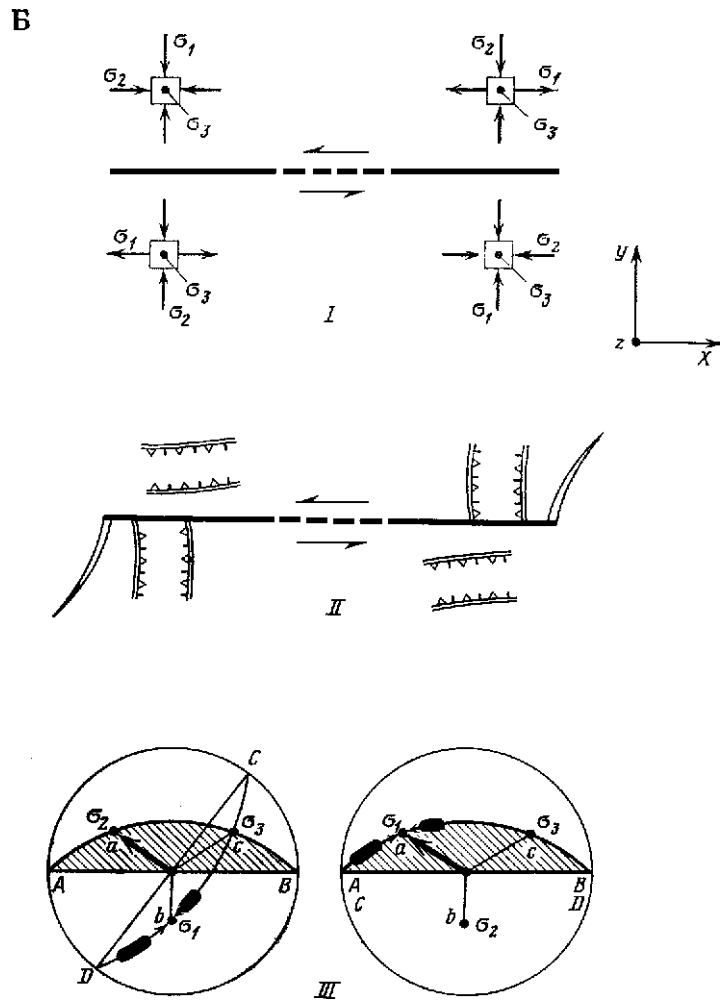
Условные обозначения те же, что на рис. 2



был выбран равным  $45^\circ$ , схема траекторий в плоскости  $xu$  соответствует рис. 6, А из предыдущей статьи.

Для других типов исходного поля напряжений, примером которых в нашем случае являются одноосное сжатие в плоскости  $xu$  (рис. 4, А, а) и сочетание одноосного сжатия в плоскости  $xu$  со средним или с умеренным сжатием по оси  $z$  (рис. 5, А, а), в объеме, окружающем разлом (на четырех гранях кубика), происходит изменение индексации осей напряжений. Рассмотрим этот случай подробнее на примере исходного поля одноосного сжатия:  $\sigma_3^0 \neq 0$ ,  $\sigma_1^0 = \sigma_2^0 = \sigma_z = 0$ . Здесь в плоскости  $xu$  изменяется индексация оси  $\sigma_{\max}$  (рис. 4, А, а). Области в плоскости  $xu$ , в пределах которых  $\sigma_{\max} > 0$  ( $\sigma_{\max} = \sigma_1$ ), а  $\sigma_z = \sigma_2$ , отделяются от областей, внутри которых  $\sigma_{\max} < 0$  ( $\sigma_{\max} = \sigma_2$ ), а  $\sigma_z = \sigma_1$ , линиями, на которых величина  $\sigma_{\max}$  становится равна  $\sigma_z$  ( $\sigma_z = 0$ ). Положение линий  $\sigma_{\max} = 0$  первоначально было проведено приближенно в соответствии с теоретическими расчетами из [30]<sup>1</sup>. Если исходное

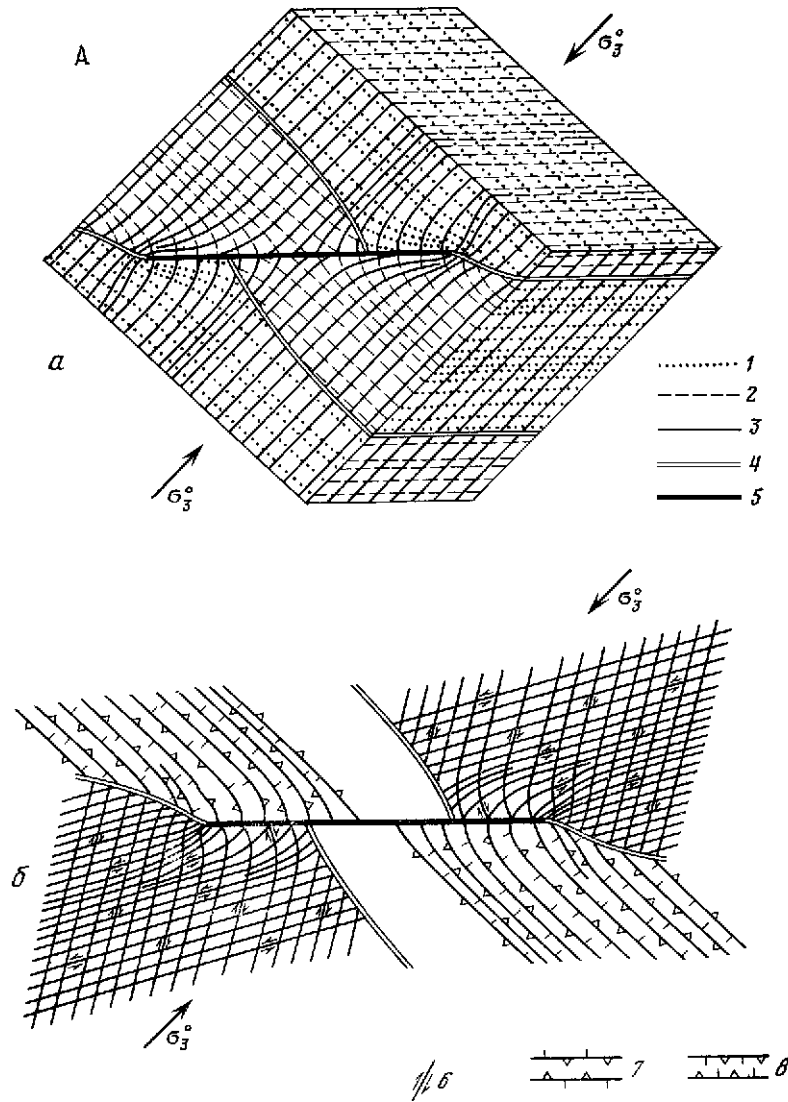
<sup>1</sup> Уточнение положений линий  $\sigma_{\max} = 0$  на рис. 4, А, а, определение положения линий  $\sigma_{\min} = \sigma_z = \sigma_3^0$  на рис. 5, А, а и оценка приведенных выше значений напряжений  $\sigma_z$ , разделяющих области слабого, умеренного и сильного сжатия по оси  $z$ , которым отвечают качественно различные картины траекторий осей напряжений, проведены на основании расчета, упоминавшегося выше. Расчет отвечал решению плоской задачи теории упругости о напряжениях около закрытой трещины с трением ( $K = 0,2$ ) для случая исходного поля одноосного сжатия. Алгоритм расчета был любезно представлен нам В. Н. Фридманом (см. предыдущую статью).



поле представляет собой сочетание одноосного сжатия в плоскости  $xu$  с относительно слабым сжатием по оси  $z$  ( $\sigma_z$  меньше половины  $\sigma_3^0$ ), то картина траекторий осей напряжений в объеме остается качественно такой же, как на рис. 4, А, а, только линии раздела областей  $\sigma_{\max} = \sigma_z$  сближаются так, что площадь областей, где  $\sigma_{\max} = \sigma_1$ , растет, а площадь областей, где  $\sigma_{\max} = \sigma_2$  уменьшается.

Если же, повышая сжатие по оси  $z$ , перейти к случаю, когда  $\sigma_z$  больше  $\frac{1}{2}\sigma_3^0$ , но меньше величины порядка  $(2 \div 2,5) \sigma_3^0$  (случай умеренного сжатия по оси  $z$ ), то в плоскости  $xu$  станет изменяться индексация оси  $\sigma_{\min}$ . В этом случае области в плоскости  $xu$ , в пределах которых  $\sigma_{\min} > \sigma_z$  ( $\sigma_{\min} = \sigma_2$ ), а  $\sigma_z = \sigma_3$ , отделяются от областей, внутри которых  $\sigma_{\min} < \sigma_z$  (т. е.  $\sigma_{\min} = \sigma_3$ ), а  $\sigma_z = \sigma_2$ , линиями, на которых величина  $\sigma_{\min}$  становится равной  $\sigma_z$ . Пример картины траекторий для этого случая показан на рис. 5, А, а, величина  $\sigma_z$  здесь принята равной  $\sigma_3^0$ . Положение линий  $\sigma_{\min} = \sigma_z$  проведено приближенно также на основании предварительного теоретического расчета.

Наконец, если  $\sigma_z$  становится больше  $(2 \div 3) \sigma_3^0$ , то мы приходим к уже описанному выше случаю сильного сжатия по оси  $z$  (рис. 5, Б, а).



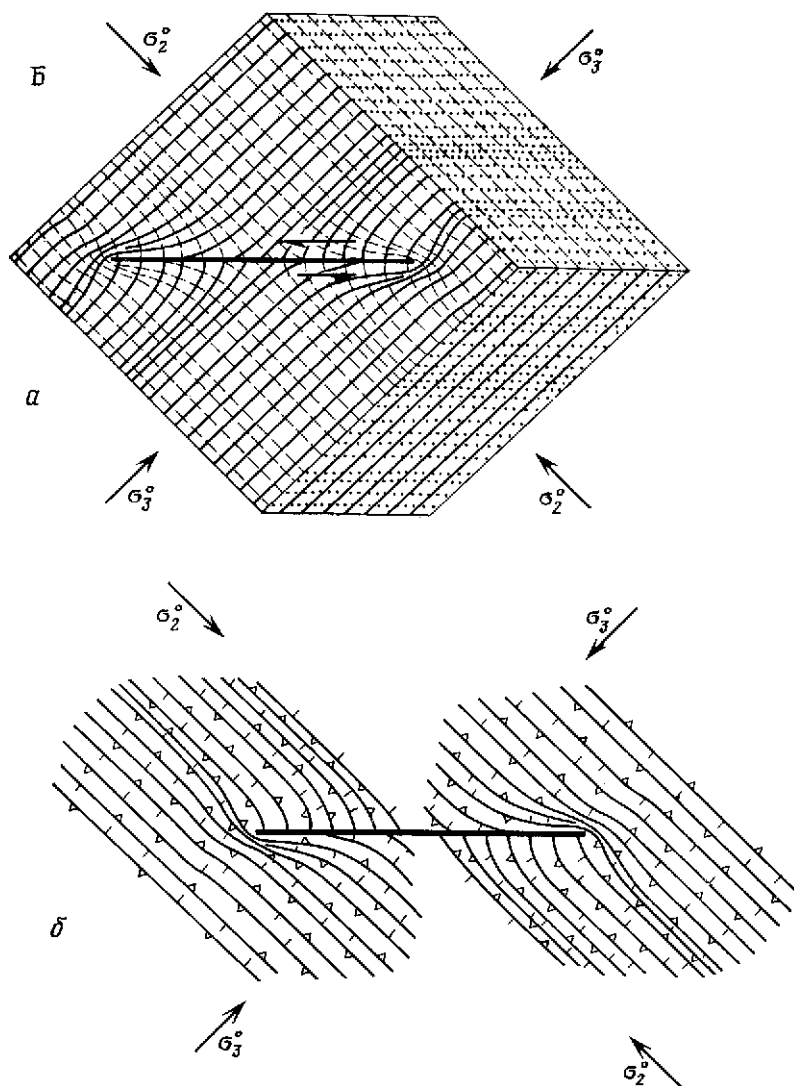
**Рис. 4.** Положение осей напряжений локального поля в массиве, окружающем разрыв (*a*), и расположение в зоне разлома следов ожидаемых вторичных нарушений на плоскости  $xy$  (*б*) для случая исходного поля одноосного (А) и двuosного (Б) сжатия в плоскости  $xy$

На рис. *a*: 1 —  $\sigma_1$ ; 2 —  $\sigma_2$ ; 3 —  $\sigma_3$ ; 4 — положение линий, разделяющих области с различной индексацией главных напряжений  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$ . На линиях выполняется условие  $\sigma_{\max} = \sigma_z$  (или  $\sigma_{\min} = \sigma_z$ ). *б*: 6—8 — линии пересечения потенциальных поверхностей скальвания в упругом массиве с плоскостью  $xy$ ; 6 — поверхности скальвания, параллельные оси  $z$ , вторичные «сдвиги»; 7, 8 — поверхности скальвания, наклонно секущие плоскость  $xy$ ; 7 — вторичные «надвиги», 8 — вторичные «сбросы» (см. также подпись к рис. 2)

## ОЖИДАЕМЫЕ ВТОРИЧНЫЕ НАРУШЕНИЯ

Знание закономерностей изменения направлений главных напряжений вблизи концов разрыва, если привлечь одну из теорий прочности, позволяет понять и рассмотреть отвечающий этой теории механизм образования вторичных нарушений в секторах растяжения и сжатия материала.

Будем считать, что прочность упругой среды описывается гипотезой Мора. Тогда плоскости вторичных нарушений — это поверхности скальвания или



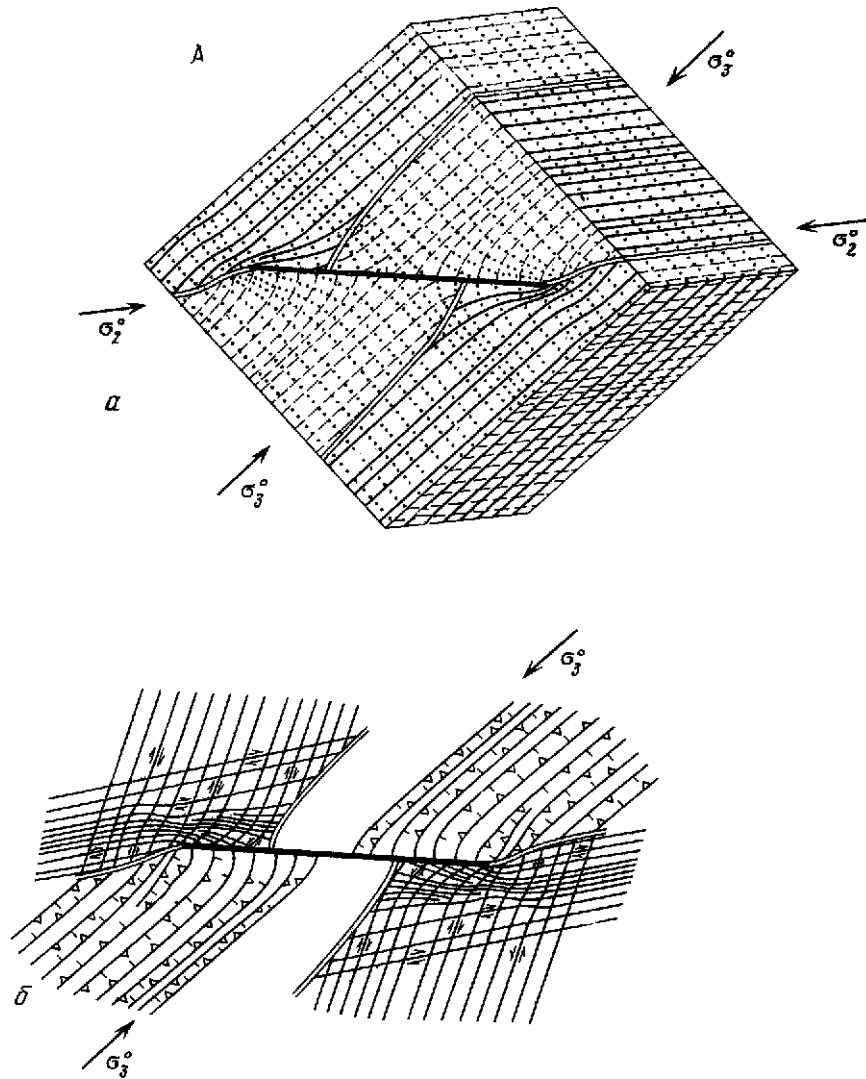
**Рис. 4.** (Окончание)

отрыва, которые должны развиваться в локальном поле напряжений вблизи разрыва. Положение плоскостей скалывания определяется по положению плоскостей действия  $\tau_{\max}$  с отклонением от них на угол  $45^\circ - \beta$ . Здесь  $\beta$  — угол скалывания горной породы.<sup>1</sup>

На рис. 2, А, II показаны ожидаемые вторичные нарушения для случая, когда исходное поле есть поле одноосного сжатия. В секторах растяжения, помимо отрывов, должны развиваться сопряженные пары сколов с простиранием диагонально к разрыву. Линия их пересечения совпадает с нормалью к плоскости  $xu$ . В секторах сжатия должны развиваться сопряженные пары сколов с простиранием почти вкрест к разрыву. Линия их пересечения должна лежать в плоскости  $xu$  и быть близкой к нормали к плоскости разрыва.

На рис. 2, А, II, Б, II; 3, А, II; Б, II показаны схемы тех вторичных нарушений, которые могут ожидать в зоне разрыва у его концов для разных типов исходного поля напряжений. В соответствии с шестью типами локального поля напряжений мы получаем сопряженные пары сколов шести основ-

<sup>1</sup> Экспериментальные исследования показывают, что величина  $\beta$  зависит от состава пород и от величины всестороннего давления [20].

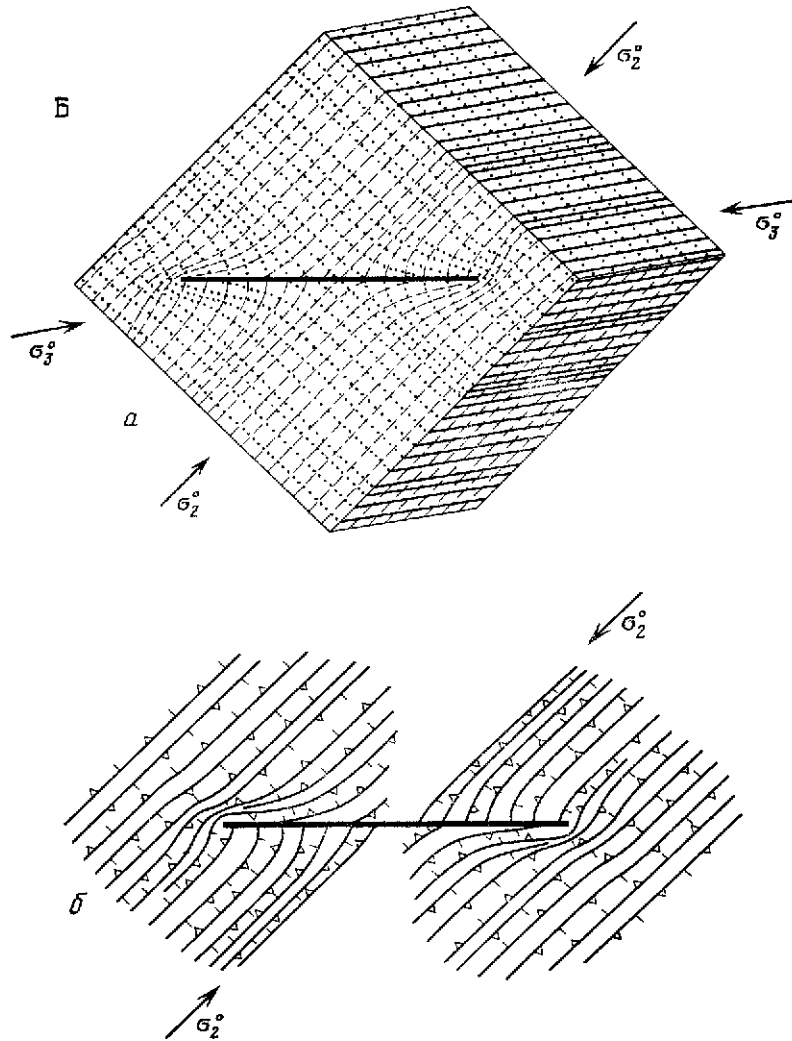


**Рис. 5.** Положение осей напряжений локального поля в массиве, окружающем разрыв (а), и расположение в зоне разлома следов ожидаемых вторичных нарушений на плоскости  $xy$  (б) для случая исходного поля, создаваемого наложением на одноосное сжатие в плоскости  $xy$  умеренного (А) и сильного (Б) сжатия по оси  $z$ .

Условные обозначения те же, что и на рис. 4.

ных типов. Если условиться считать плоскость  $xy$  (плоскость модели) горизонтальной, а основной разрыв — сдвигом (в геологическом смысле), то эти шесть типов нарушений можно будет назвать: 1) сдвигами двух видов, диагональными к простиранию основного разрыва, 2) надвигами и сбросами с простиранием вкрест к вектору смещения основного разрыва, 3) надвигами и сбросами с простиранием вдоль вектора смещения основного разрыва. Каждому из трех случаев отвечает свое положение плоскости  $\sigma_1\sigma_3$ , но два положения оси  $\sigma_3$  и соответственно два противоположных направления смещения по вторичному нарушению и несколько отличающиеся между собой положение ожидаемых плоскостей скальвания.

При горизонтальном положении плоскости  $xy$  пары сколов на рис. 2,А,II представляют собой справа пару сдвигов, а слева — пару надвигов с простиранием почти вкрест к разрыву. В случае исходного двuosного сжатия в обоих секторах должны возникать пары надвигов: слева с простиранием почти вкрест к разрыву, а справа — почти вдоль него (рис. 2,Б,II). Примером обра-



**Рис. 5.** (Окончание)

зования в обоих секторах сбросов может служить случай сочетания исходного одноосного сжатия с сильным вертикальным сжатием (рис. 3,Б,II).

Кроме описанных шести типов сколов, в секторах растяжения у концов разрыва могут возникать отрывы, простирающиеся вблизи разрыва вкрест к вектору смещения по нему, а затем приближающиеся по направлению к ориентации оси  $\sigma_3^0$  исходного поля.

На рис. 2,А,III для одноосного сжатия, а на рис. 2,Б,III; 3,А,III, Б,III для трех других типов исходного поля напряжений на стереографической проекции (на верхней полусфере) показано положение осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля в одном из крыльев разрыва, а также положение полюсов плоскостей ожидаемых вторичных нарушений относительно плоскости разрыва, вектора смещения по нему и нормали к плоскости разрыва. Плоскость разрыва для удобства сопоставления с изображением поясов трещиноватости, предложенным В. Н. Даниловичем [10], выбрана с широтным простираем и углом падения  $45^\circ$ . Вектору подвижки приписан азимут  $315^\circ$ , он изображен стрелкой. Полюса возможных плоскостей скальвания изображаются овалами на дугах большого круга, соответствующих плоскости  $\sigma_1\sigma_3$ . Эти полюса составляют в соответствии с экспериментальными данными об углах скальвания горных пород [20] угол от  $10$  до  $30^\circ$  с полюсами плоскостей  $\tau_{\max}$ .

Мы видим, что каждому типу положения осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля в зоне разрыва отвечает своя система вторичных нарушений и соответствующая ей пара «максимумов» полюсов вторичных нарушений на стереограмме<sup>1</sup>.

До сих пор мы рассматривали данные о расположении потенциальных вторичных нарушений в узкой зоне вблизи концов разрыва. Интересно рассмотреть картину расположения этих нарушений в плоскости  $xу$ . На рис. 4,А,б, Б,б; 5,А,б, Б,б показаны схемы расположения ожидаемых вторичных нарушений уже в широкой полосе около разрыва для различных случаев исходного поля напряжений. Эти схемы построены на основе схем расположения осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля напряжений в окружающем разрыв объеме, показанных на рис. 4,А,а, Б,а; 5,А,а, Б,а. Угол скалывания при этом построении был принят равным  $30^\circ$ . Аналогично существованию шести типов пар вторичных сколовых нарушений мы можем констатировать существование шести типов «полей» ожидаемых вторичных нарушений вблизи концов разрыва около и вне его шва.

Рассмотрим подробнее картину потенциальных нарушений около концов разрыва для случаев исходного поля одноосного сжатия (рис. 4,А,б). Будем снова использовать разделение плоскости  $xу$  на четыре сектора, считая, что каждый сектор ограничен с двух сторон линиями  $\sigma_{\max} = \sigma_z = 0$ . Примем, что плоскость  $xу$  является горизонтальной, а основной разрыв сдвигом (в геологическом смысле). Тогда в секторах растяжения (I и III), в которых напряжения  $\sigma_1 = \sigma_{\max} > 0$ , следует ожидать образования сопряженных пар сколовых нарушений, которые можно рассматривать как вторичные сдвиги. В секторах сжатия (II и IV) следует ожидать образования сколовых нарушений, представляющих в данном случае вторичные надвиги. Поверхности сопряженных пар сколов вблизи концов разлома направлены диагонально к нему и входят в него под углами  $55$ — $60$  и  $115$ — $120^\circ$ , а при удалении от него они поворачиваются и приближаются к положению поверхностей потенциального скалывания в исходном поле напряжений, составляющих с разрывом углы  $75$  и  $15^\circ$ . Следует отметить, что каждый из секторов развития сдвигов (I и III) захватывает участок площади, лежащий по обе стороны линии, продолжающей разрыв. Непосредственно за концом разрыва вторичные сдвиги составляют с линией разрыва углы около  $30$  и около  $90^\circ$ , при удалении от разрыва эти углы уменьшаются до  $15$  и  $75^\circ$  соответственно. Нарушения типа надвигов в секторах сжатия направлены около разрыва почти вкрест к нему и становятся диагональными к разрыву при заметном удалении от него.

В случае других типов исходного поля напряжений возникают другие варианты сочетаний пар, составленных из шести возможных типов поля вторичных нарушений. При двuosном сжатии (рис. 4,Б,б) полная схема возможных вторичных нарушений образуется сопряженными парами надвигов, причем «северное» крыло (сектор I) правой половины основного разрыва отличается от «южного» крыла (сектор II) этой же половины только простиранием этих надвигов. Вне разрыва надвиги в обоих крыльях получают одинаковое простирание и становятся диагональными. Для случая исходного поля, являющегося сочетанием одноосного сжатия в плоскости  $xу$  с сильным сжатием по оси  $z$  (рис. 5,Б,б), полная схема ожидаемых вторичных нарушений образуется двумя типами сопряженных пар взбросов с простиранием в разных крыльях разрыва почти вкрест к разрыву и почти вдоль него и с диагональным к разрыву простиранием за его пределами. Наконец, в случае исходного поля, отвечающего сочетанию одноосного сжатия в плоскости  $xу$  с умеренным сжатием по оси  $z$  (рис. 5,А,б), поле вторичных нарушений представляет собой сочетание сбросов в I и III секторах со сдвигами во II и IV. В зоне разрыва эти пары сдвигов составляют с разрывом углы  $35$ — $30$  и

<sup>1</sup> Для реального массива пород за счет отклонения его свойств от однородности и изотропности, а также за счет возможных изменений направлений осей локального поля, следует ожидать возникновения достаточно размытых «максимумов» полюсов трещин, окружающих полюса «идеальных» плоскостей скалывания.

155—150°. В данном случае продолжение разрыва также оказывается в зоне сдвигов.

Во всех этих случаях наиболее вероятным местом развития вторичных нарушений можно считать относительно узкие зоны вблизи концов разрыва, в пределах которых действуют наиболее высокие напряжения  $\tau_{\max}$ . Середина каждой такой зоны примерно совпадает с концом разрыва.

Рассмотренные четыре типа исходного поля напряжений позволили нам продемонстрировать все шесть возможных типов полей вторичных нарушений в отдельных секторах и четыре случая попарного сочетания этих полей. В принципе может существовать еще множество других типов исходного поля напряжений, и каждому из них будет соответствовать определенное сочетание двух из рассмотренных шести возможных полей вторичных нарушений. Кроме тех четырех случаев, которые мы разобрали, для задач геофизики и геологии интересны еще две группы исходных полей напряжений: поля, представляющие собой наложение сжатия по оси  $z$  на различные по соотношению величин  $\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\min}$  поля двусосного сжатия (в плоскости  $xy$ ) или на двумерные поля, образуемые сжатием по одной оси и растяжением по другой оси в плоскости  $xy$ .

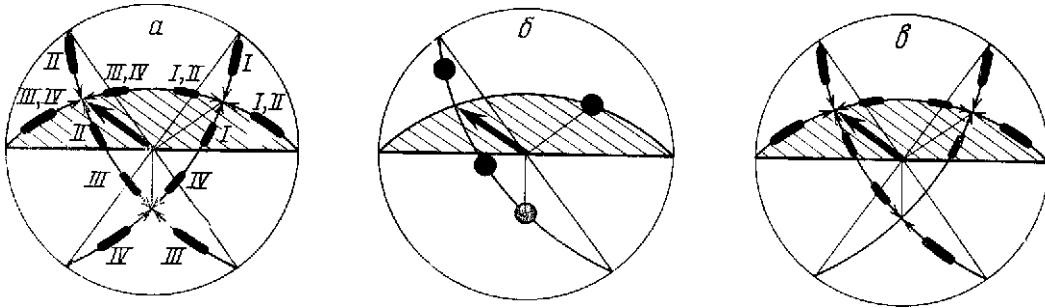
## СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ С ГЕОЛОГИЧЕСКИМИ ДАННЫМИ

Знание ориентации осей напряжений локального поля и механизма образования вторичных нарушений в зоне разлома позволяет объяснить геологические данные о характере наблюдаемых в окрестностях разломов вторичных оперяющих нарушений или поясов трещиноватости. Рядом исследователей—геологов ранее установлено, что в зонах разрывов преимущественно развиты системы вторичных или оперяющих нарушений (трещин или мелких разрывов) двух типов: 1) трещин, параллельных лежащей в плоскости разрыва нормали к вектору смещения, и 2) трещин, параллельных нормали к плоскости разрыва [1, 6, 7, 10, 16, 18]. Этим двум типам трещин эквивалентны пояса трещиноватости двух типов: 1) выделенные В. Н. Даниловичем [10] и наблюдавшиеся затем О. И. Гущенко [8] и В. А. Корчемагиным [11] пояса трещиноватости, проходящие на стереограмме через вектор смещения и нормаль к разрыву, и 2) наблюдавшиеся О. И. Гущенко [8] и В. А. Корчемагиным [11] пояса трещиноватости, совпадающие с плоскостью разрыва. Полученные выше данные о направлениях главных напряжений  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля вблизи разрыва (см. рис. 2,А,III—3,Б,III) позволяют заключить, что трещины первой системы должны возникать в тех случаях, когда плоскости  $\sigma_1\sigma_3$  (т. е. плоскости, построенные на векторах  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ ) локального поля проходят через вектор смещения по разрыву и нормали к разрыву. Трещины второй системы должны образовываться в тех случаях, когда плоскости  $\sigma_1\sigma_3$  практически параллельны плоскости разрыва.

Результаты данного исследования позволяют заключить, что в принципе возможна еще одна система трещин, связанная с третьим возможным вариантом положения плоскостей  $\sigma_1\sigma_3$  локального поля, когда эти плоскости практически совпадают с плоскостями, нормальными к плоскости разрыва и вектору смещения. Плоскости этих трещин должны быть почти параллельны вектору смещения. Такие трещины или соответствующие им пояса трещиноватости (как выяснилось уже после получения этого вывода) наблюдались в зонах разрывов О. И. Гущенко<sup>1</sup> и А. В. Лукьяновым [12], но не связывались ими со смещениями по разломам. Результаты настоящего исследования помогли понять, что такие трещины (или соответствующие им пояса) непосредственно связаны со смещениями по разломам, так же как и трещины двух других упоминавшихся выше систем. Пояса трещиноватости, образу-

<sup>1</sup> См. статью О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

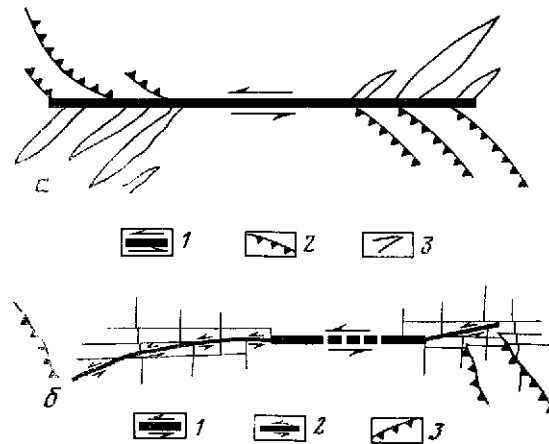




**Рис. 6.** Связь расположения вторичных нарушений, поясов трещиноватости и осей напряжений локального поля в зоне разрыва с положением плоскости разрыва и вектора подвижки по нему: по результатам экспериментов на упругих моделях (а) и по геологическим данным (б, в): по В. Н. Даниловичу [10] (б) и по О. И. Гущенко (согласно рис. 2 в ст. О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...») (в)

Условные обозначения те же, что на рис. 2, III; цифры I—IV обозначают тип исходного поля напряжений: I — двусосное сжатие; II — одноосное сжатие; III — сочетание одноосного сжатия в плоскости  $xy$  с умеренным сжатием по оси  $z$ ; IV — сочетание одноосного сжатия в плоскости  $xy$  с сильным сжатием по оси  $z$

**Рис. 7.** Схема расположения вторичных нарушений у концов сдвига в природе (план) [4] (а) и на моделях из влажной глины (план) [16, 18] (б)



- а:  
 1 — основной разрыв (сдвиг);  
 2 — структуры сжатия;  
 3 — структуры растяжения;
- б:  
 1 — основной сдвиг;  
 2 — вторичные сдвиги;  
 3 — вторичные надвиги

мые такими трещинами, на стереографической проекции должны практически совпадать с дугой большого круга, проходящей через нормаль к разрыву и через «бинормаль» (нормаль к подвижке, лежащую в плоскости разрыва).

Общий вид совокупности полюсов всех типов сколовых трещин, ожидаемых в зонах разрывов, показан на рис. 6, а. На нем приведена схема расположения поясов трещиноватости и полюсов ожидаемых вторичных нарушений в зоне разрыва, полученная при совмещении вместе полюсов для всех шести возможных случаев переориентации осей локального поля около разрыва, т. е. всех стереограмм, приведенных на рис. 2, А, III; Б, III; 3, А, III; Б, III. На рис. 6, б и в показаны пояса трещиноватости и выделяемые на них максимумы полюсов вторичных нарушений, отвечающие данным геологических наблюдений в зонах разломов. На рис. 6, б приведена схема из работы В. Н. Даниловича [10], на рис. 6, в приведена схема, составленная на основе

**Рис. 8.** Вероятные направления образования вторичных сдвиговых нарушений вблизи концов разлома (сдвига) для случаев исходного поля напряжений чистого сдвига,  $\alpha = 135^\circ$  (а) и одноосного сжатия,  $\alpha = 150^\circ$  (б) по М. Чиннери [25]

Сплошные линии показывают наиболее вероятные местоположения разломов, пунктирные линии — менее вероятные

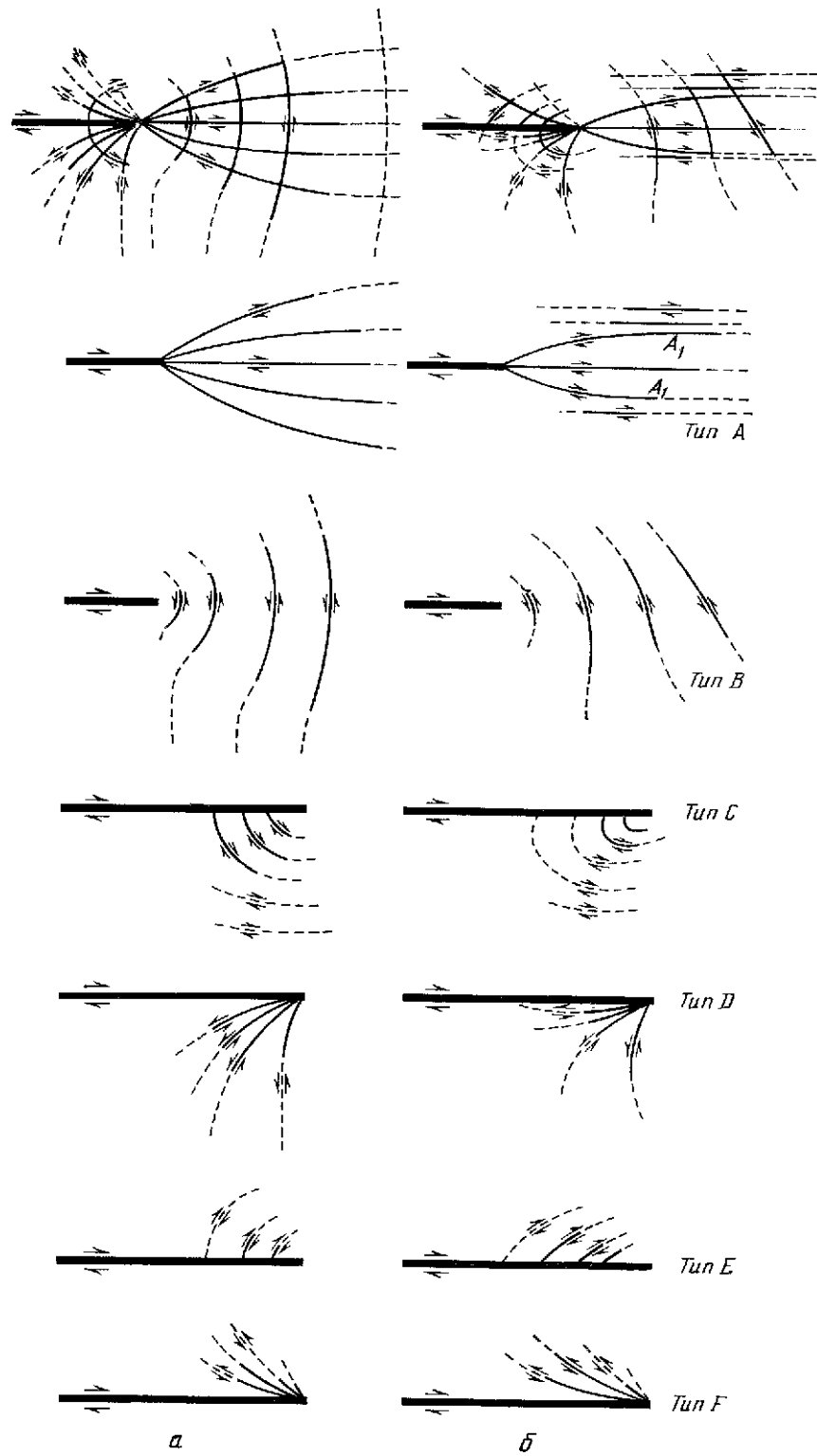


Рис. 8.

данных, приведенных в работе О. И. Гуценко <sup>1</sup>. На ней совмещены все максимумы полюсов сдвиговых трещин, наблюдававшихся в одном из крыльев ряда различных разрывов <sup>2</sup>.

Сопоставляя стереограммы на рис. 6, видим прежде всего, что результаты настоящего исследования и геологические данные дают тождественное расположение полюсов вторичных нарушений и дуг большого круга, их объединяющих. Вместе с тем результаты моделирования объясняют, что возникновение трещин какой-либо одной из этих трех систем определяется тем, как расположена плоскость  $\sigma_1\sigma_3$  локального поля около разрыва. Таким образом, мы можем констатировать соответствие характера расположения поясов и полюсов вторичных трещин в зонах разломов по нашим выводам и по геологическим данным.

Интересно отметить, что полученные результаты позволяют по-иному подойти к вопросу об определении направления смещения по крупному разрыву на основе данных о трещиноватости в зоне разрыва, чем это было предложено в [10]. В. Н. Данилович считал, что пересечение пояса трещиноватости с плоскостью разрыва всегда совпадает с вектором подвижки. Однако наши результаты (рис. 6, а), подтверждаемые результатами натуральных наблюдений (рис. 6, в), показывают, что возможны варианты локального поля напряжений, при которых указанное направление оказывается не вектором подвижки, а нормалью к нему в плоскости разрыва (или же пояс сам совпадает с плоскостью разрыва). Таким образом, наличие пояса трещиноватости в зоне разлома еще не позволяет однозначно определить направление смещения по разлому. Этот вопрос нуждается в специальном рассмотрении.

Геологические данные о трещиноватости в зонах разломов согласуются с нашими результатами в общих чертах. Делать более детальное сопоставление сейчас преждевременно. До получения нами выводов о том, что в разных крыльях разрыва вблизи его концов локальные поля напряжений и вторичные нарушения могут быть принципиально различными, изучение трещиноватости в зонах разломов проводилось геологами обычно лишь в одном крыле и достаточно далеко от конца разлома. Это относится и к материалам, использованным при составлении схемы на рис. 6, в. Вместе с тем в каждом из крыльев разрыва часто наблюдался не один пояс трещин с парой максимумов полюсов, а два пояса трещин и две пары максимумов полюсов.<sup>3</sup> О. И. Гуценко предложил даже считать, что одновременное образование двух поясов трещин является особенностью разрушения реальных массивов. Такое предположение кажется нам преждевременным. Вполне вероятно, что образование двух поясов (двух систем) трещин в одном поле напряжений можно объяснить по-другому. В частности, можно, например, предположить, что для вторичных нарушений в зонах разломов это явление может отражать изменение индексации осей локального поля во времени, если предположить возможность того, что подготовка трещин одной из систем происходит в более раннем («первом») поле, а реализация их — в последующем («втором») поле.

Сопоставим теперь картины следов вторичных нарушений в плоскости  $xу$  у концов разлома по нашим результатам (рис. 4, А, б; 5, Б, б) с геологическими данными и с результатами экспериментов на пластичных моделях. На рис. 7, а показана схема расположения вторичных структур, образующихся вблизи концов крупного сдвига, составленная на основе геологических данных [4]. Авторы работы [4] называют вторичные структуры, образующиеся в секторах растяжения и сжатия, структурами растяжения (раздвиги, сбросы и грабены) и сжатия (надвиги, взбросы, складки) соответственно.

<sup>1</sup> См. рис. 2 из статьи О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> Как отмечалось выше, третий пояс, проходящий через нормаль к разрыву и бинормаль, был вначале предсказан в результате исследования трехмерного локального поля напряжений разрыва [15], а затем уже обнаружен среди нерасшифрованных ранее геологических наблюдений.

<sup>3</sup> См. статью О. И. Гуценко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

Все основные особенности геологической схемы (рис. 7, а) находятся в соответствии со схемой вторичных нарушений для исходного поля одноосного сжатия (рис. 4, А, б). Если считать, что в природе структуры сжатия начинают развиваться от самого конца крупного сдвига, то это сходство будет еще более полным.

На рис. 7, б показана картина образования вторичных нарушений вблизи концов крупного сдвига, полученная С. Стояновым [16, 18] на модели из пластичной влажной глины в условиях одноосного сжатия модели. Отчетливо видны диагональные сдвиги (имеющие тот же знак подвижки, что и основной разлом) в секторах растяжения и взбросы почти вкрест к простиранию сдвига в секторах сжатия. С. Стоянов привел и ряд геологических примеров с таким же характером вторичных нарушений около крупного сдвига. Вообще возникновение вторичных сдвигов, диагональных к основному разлому, в секторах растяжения и вторичных надвигов вкрест к разлому в секторах сжатия нередко наблюдалось и описывалось геологами. Большое количество примеров по вторичным сдвигам приведено Дж. Муди и М. Хиллом [13]. Надвиги около концов разлома с простиранием вкрест к нему отмечались, кроме С. Стоянова, А. В. Лукьяновым [12], А. И. Суворовым [19] и др.

Результаты сопоставления нашей схемы образования вторичных нарушений у концов крупного разрыва (сдвига) с наблюдениями геологов позволяют предположить, что в природе в верхних горизонтах коры часто реализуется (или часто наблюдается) напряженное состояние, близкое к одноосному сжатию в горизонтальной плоскости или к сочетанию этого одноосного сжатия со слабым или умеренным вертикальным сжатием.

В секторах растяжения, как правило, реализуются те из пары сопряженных сдвигов, подвижка по которым одноименна с подвижкой по основному разлому. Причина этого, возможно, состоит в том, что именно эти сдвиги начинают расти в секторах растяжения в зонах действия наибольших  $\tau_{\max}$ , продолжая разрыв и движение по нему. В секторах сжатия чаще реализуются те из сопряженной системы надвигов (или взбросов), у которых проекция вектора смещения всяческого крыла имеет одно направление со смещением данного крыла основного разлома. Причина этого, вероятно, в том, что такие надвиги как бы «продолжают» движение по основному разрыву.

Возвращаясь назад, к соответствию закономерностей расположения вторичных нарушений и образуемых ими поясов относительно плоскости разлома, нормали к ней и подвижки по разлому, установленных в нашей работе и по геологическим данным (рис. б), мы можем высказать еще два предположения, тесно связанных между собой.

1. Можно предполагать, что величина эффективного трения между берегами тектонических разрывов в момент возникновения вторичных нарушений соответствует невысоким значениям ( $k \leq 0,2 \div 0,3$ ).

2. Так как в земной коре плоскости разрывов ориентированы произвольно относительно направления осей  $\sigma_1^0$ ,  $\sigma_2^0$ ,  $\sigma_3^0$  исходного поля напряжений, совпадение экспериментальной схемы вторичных нарушений с геологическими данными позволяет предположить, что оси локального поля ориентируются почти по вектору смещения, почти по нормали к разрыву и по бинормали во всех случаях, а не только тогда, когда две главные оси исходного поля лежат в плоскости, содержащей вектор смещения и нормаль к разрыву.

## **СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СО СХЕМАМИ ВТОРИЧНЫХ НАРУШЕНИЙ Дж. МУДИ и М. ХИЛЛА, М. ЧИННЕРИ И С РЕЗУЛЬТАТАМИ С. СТОЯНОВА**

**Схема Дж. Муди и М. Хилла** [13]. Согласно этим авторам, смещения под действием регионально-го сжатия по крупному разлому (сдвигу первого порядка) вызывают «возникновение локально переориентированных сил сжатия», которые образуют новые направления деформаций, названные

скальваниями второго порядка. Поэтому всюду вдоль разлома существует локальное сжатие, субнормальное к нему, и в любом месте зоны разлома под действием этого «сжатия второго порядка» могут возникать пары сколов и складки волочения второго порядка. Смещения по сколам второго порядка могут вызывать локальные силы сжатия третьего порядка, которые породят пары сколов и складки волочения третьего порядка, и. т. д.

Схема в целом неверна, потому что в ней учитывается только одно из трех главных напряжений поля и считается, что локальное поле около разрыва одинаково во всех квадрантах.

Несмотря на это, если региональное поле напряжений близко к одноосному сжатию, эта схема разумно описывает положение потенциальных сдвигов и складок волочения второго порядка в секторах растяжения материала в зоне крупного сдвига вблизи его концов. Правильно и представление о том, что смещения по разломам второго и более высоких порядков порождают локальное сжатие и вслед за ним сколы (а также складки) третьего и более высоких порядков. В целом схема Дж. Муди и М. Хилла, несмотря на несостоятельность ее основных положений с точки зрения механики, разумно характеризует положение вторичных нарушений в секторах растяжения при исходном поле, близком к одноосному сжатию.

**Схема М. Чиннери.** Чиннери теоретически исследовал двумерное локальное поле напряжений в окрестностях плоского сдвига. Исходное поле напряжений отвечало либо чистому сдвигу, либо одноосному сжатию. Он использовал континуальную теорию дислокаций и рассматривал разрыв как поверхность дислокации, на которой задан постоянный или закономерно изменяющийся скачок смещений [23—26]. Такие граничные условия не соответствуют реальным условиям на берегах разрыва. На рис. 9, в, г в предыдущей статье показаны траектории напряжений  $\tau_{\max}$ , а на рис. 8 в настоящей работе — положение следов потенциальных поверхностей скальвания около конца разрыва на плоскости  $xu$  для тех же двух вариантов исходного поля (из работы [25]).

М. Чиннери считает, что поворот осей напряжений может происходить только в плоскости, перпендикулярной сместителю сдвига, т. е. в плоскости  $xu$ . Поэтому все полученные им вторичные нарушения являются сопряженными парами сдвигов. В зависимости от положения потенциальных сдвигов относительно конца разрыва он разделяет их на шесть видов:  $A, B, C, D, E, F$ . Сопоставим эти сдвиги (для случая исходного поля одноосного сжатия) с нашей схемой вторичных нарушений (рис. 4, А, б). Сдвиги  $A_2, B$  и  $C, D$  в известной степени соответствуют сдвигам, лежащим по нашей схеме в секторах растяжения за концом разрыва и в зоне разрыва соответственно, при этом сдвиги  $C$  и  $D$  резко отличаются от сдвигов нашей схемы углами подхода к основному разрыву. Сдвиги  $A_1, F$  и  $E$  по нашей схеме образовываться не должны<sup>1</sup>. Вопрос о вторичных сдвигах, показанных М. Чиннери для случая исходного поля чистого сдвига, требует специального рассмотрения. Можно предполагать, что и в этом случае значительная их часть ожидать не должна.

В целом схема М. Чиннери получена на основе теоретического решения, но ей не достаёт учета третьего главного напряжения и получена она при заметно искаженных условиях на берегах разрыва.

С. Стояновым [16, 18] было проведено моделирование вторичных нарушений, образующихся у концов крупного сдвига при одноосном сжатии плоской модели из влажной глины (рис. 7, б). Он наблюдал образование в секторах сжатия вторичных надвигов почти вкрест к разрыву и правильно объяснил их. Он первый предположил, что ось  $\sigma_z$  не обязательно является только осью  $\sigma_2$  (как это предполагал М. Чиннери): в секторах сжатия она может быть как осью  $\sigma_2$ , так и осью  $\sigma_1$ , а в секторах растяжения — как осью  $\sigma_2$ ,

<sup>1</sup> Вторичные сдвиги, сходные со сдвигами  $E$  и  $F$ , могут ожидать в зоне разрыва в секторах сжатия при некоторых других типах исходного поля напряжений.

так и осью  $\sigma_3$ . Высказанное С. Стояновым представление об ориентации осей локального поля было неоднозначным (оно не имело четкой связи с видом исходного поля напряжений) и относилось только к области за концом разрыва. Несмотря на эти особенности, работа С. Стоянова является серьезным шагом вперед к реальной трехмерной схеме траекторий главных напряжений.

## **НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ О МЕХАНИЗМАХ ОЧАГОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ**

Все то, что говорилось о закономерностях формирования вторичных нарушений в окрестностях основного разлома со сдвиговым смещением берегов, можно отнести не только к геологическим данным о разрывных нарушениях, но и к нарушениям, возникающим или обновляющимся при землетрясениях.

Если рассматривать участок коры как однородную среду<sup>1</sup> и считать, что подвижка по основному разлому соответствует главному толчку землетрясения, то описанные шесть типов вторичных нарушений позволяют прогнозировать расположение плоскостей и направление смещений по ним для тех афтершоков, которые возникают уже в локальном поле, обусловленном сильным землетрясением. Эффект переориентации плоскостей подвижек афтершоков уже отмечался в [27]. Если же считать, что подвижка по основному разрыву соответствует смещению по зоне живущего ныне регионального глубинного разлома, то эти шесть типов вторичных нарушений могут соответствовать положению плоскостей подвижек в очагах сильных землетрясений (обусловленных локальным полем напряжений зоны разлома), резко отличающихся от положения плоскости регионального разлома.

Расположение плоскостей подвижек в очагах сильных землетрясений относительно зон глубинных разломов, при котором оси «сжатия»  $\sigma_3$  или «растяжения»  $\sigma_1$ , восстанавливаемые по механизмам очагов землетрясений, перпендикулярны или параллельны простиранию или падению этих зон, отмечалось в [2, 5, 21, 29] и др. Можно предполагать, что в большом числе случаев такое расположение осей отражает существование локального поля, возникающего в окрестностях глубинных разломов.

Так, в частности, отмечалось [29], что в зонах глубинных разломов, прослеживающихся вдоль Тихоокеанских островных дуг, по данным о промежуточных и глубокофокусных землетрясениях оси  $\sigma_3$  расположены преимущественно параллельно падению сейсмической зоны, а оси  $\sigma_1$  — по нормали к плоскости этой зоны. Эти результаты легко объяснить, если считать, что механизм очагов глубоких землетрясений обусловлен локальным полем напряжений, вызванным тектоническим нарушением (ответствующим сейсмической зоне) с ориентировкой вектора смещения всяческого крыла в направлении линии восстания плоскости нарушения.

## **О РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ УРОВНЯХ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ**

Результаты моделирования показывают, что если в напряженном объеме имеется разрывное нарушение со сдвиговым смещением по нему, то исходное поле вокруг разрыва перестраивается, и здесь возникает новое (локальное) поле напряжений.

Размеры областей, в пределах которых локальное поле ощутимо отличается от исходного поля напряжений, соизмеримы с длиной разрыва, они характеризуют масштабный уровень локального поля. Как известно, в ли-

---

<sup>1</sup> Если участок коры проявляет неоднородность свойств, картина формирования вторичных нарушений может усложниться, но все также она будет определяться ориентировкой осей напряжений локального поля.

тосфере и в земной коре существуют разрывные нарушения с резко различающейся протяженностью: от глубинных разрывов длиной в сотни километров до микротрещин. Существуют неоднородности и другой природы — границы слоев, складки, включения — также с огромным диапазоном изменения размеров. Все эти неоднородности также вызывают появление локальных полей соответствующих структурных уровней.

В связи с этим можно говорить о существовании иерархии полей напряжений различных структурных уровней. Ее можно характеризовать различными способами. В том числе набором масштабов рассмотрения участков массива, которые определяют масштаб сглаживания (осреднения) поля напряжений<sup>1</sup>. Другой способ — представлять ее как совокупность, состоящую из исходного, внешнего для данного массива, поля и локальных полей напряжений различных более высоких уровней.

Существование в земной коре полей напряжений различных структурных уровней подтверждается результатами реконструкции осей напряжений методом кинематического анализа [8, 9, 17]<sup>2</sup>.

Можно отметить некоторые особенности связи между полями напряжений и разрывными нарушениями различных уровней.

1. Как уже отмечалось, ориентация осей напряжений локального поля в зоне разрыва определяется направлениями, близкими к направлениям вектора нормали к плоскости нарушения и вектора смещения по нарушению, а индексация осей этого поля определяется видом исходного поля напряжений.

2. Если в определенном диапазоне масштабов в объеме нет неоднородностей и связанных с ними локальных полей, то для всех масштабов осреднения поле напряжений будет оставаться тождественным исходному.

3. Смещения по нарушениям определенного масштабного уровня «подчиняются» полю напряжений лишь своего же масштабного уровня. Поэтому если в объеме имеются локальные поля напряжений различных уровней, то смещения по вновь возникающим нарушениям с одинаковой ориентацией, но имеющим резко различные размеры, будут иметь различные направления.

Из всего вышесказанного следует, что если мы рассматриваем участок литосферы, включающий крупные разломы, то происходящие в зонах разломов и вблизи них и медленные движения, и землетрясения, и их афтершоки (а иногда и форшоки) могут принадлежать к генетически различным группам смещений или смещениям различных структурных уровней:

а) к смещениям, происходящим под действием мегарегионального (исходного) поля по поверхностям основного разлома;

б) к смещениям, происходящим под действием локального поля напряжений первого порядка по поверхности разрывов меньшего размера, часто ориентированным косо к поверхности основного разлома.

в) к смещениям по поверхности еще меньшего размера (более высоких масштабных уровней), связанным с локальными полями более высоких порядков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены изменения ориентации осей исходного поля и характеристики локального поля напряжений около разрыва со сдвиговой подвижкой и трением между берегами. Был рассмотрен частный случай трехмерного локального поля, образуемого путем добавления третьего главного напряжения, т. е. путем наложения на найденное плоское локальное напряженное состояние однородного напряженного состояния, отвечающего равномерному сжатию по нормали к плоскости модели.

<sup>1</sup> См. статью О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> См. также статью В. В. Степанова «Морфологическая характеристика...» в настоящем сборнике.

Показано, что одна из основных особенностей изменения исходного поля напряжений в зоне разрыва вблизи его концов при относительно невысоком трении берегов состоит в совпадении осей  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  локального поля напряжений с тремя устойчивыми направлениями: близким к нормали к плоскости разрыва <sup>1</sup>, близким к вектору сдвигового смещения по нему и совпадающим с нормалью к этим двум направлениям. Установлено, что возможно возникновение шести основных типов индексации (оцифровки) осей напряжений или шести типов локального поля. Каждому конкретному виду исходного поля напряжений соответствует определенное сочетание двух из этих шести возможных типов локального поля напряжений в разных крыльях разрыва вблизи его концов.

Рассмотрен механизм образования возможных вторичных нарушений в окрестностях разрыва. В соответствии с указанными шестью типами ориентации осей локального поля напряжений возможно возникновение шести основных типов сопряженных пар сколовых вторичных нарушений в зоне разлома. Рассмотрены расположение и кинематика движения вторичных нарушений каждого из этих типов.

Полученные выводы о шести типах локального поля напряжений позволили объяснить геологические данные о двух видах поясов трещиноватости (или двух системах вторичных трещин), связанных с крупными разрывами, и дополнить их представлением о третьем поясе. Показано, что каждому поясу (или системе трещин) отвечает определенное положение плоскости  $\sigma_1\sigma_3$ , локального поля напряжений, обусловленного разрывом.

Наличие в земной коре разрывных нарушений и других неоднородностей с размерами, изменяющимися в огромном диапазоне, позволяет считать, что в земной коре существует сложная иерархия полей напряжений различных масштабных уровней. В соответствии с этим можно считать, что происходящие в зоне разлома или вблизи нее медленные движения, землетрясения и их афтершоки могут принадлежать к генетически разным группам смещений, происходящим под действием различных полей: регионального поля напряжений и локальных полей напряжений ряда структурных уровней.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить А. С. Григорьева и О. И. Гуценко за обсуждение работы и полезные советы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ажрирей Г. Д. Структурная геология. М., Изд-во МГУ, 1966, 343 с.
2. Балакина Л. М., Введенская А. В., Голубева И. В. и др. — Поле упругих напряжений Земли и механизм очагов землетрясений. М., Наука. Сейсмология, 1972. № 8, с. 192.
3. Белоусов В. В. — Структурная геология. Изд. 2-е. М., Изд-во МГУ, 1971, 277 с.
4. Буртман В. С., Лукьянов А. В., Пейве А. В., Руженцев С. В. — Труды Геологического института, 1963, вып. 80, М., Изд-во АН СССР, с. 5–33.
5. Введенская А. В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М., «Наука», 1969. 136 с.
6. Гзовский М. В. Основные вопросы тектонофизики и тектоника Байджансайского антиклинория. М., Изд-во АН СССР, 1963. 544 с.
7. Гзовский М. В. Математика в геотектонике. М., «Недра», 1971. 240 с.
8. Гуценко О. И. ДАН СССР, 1973, т. 210, № 2, с. 331–334.
9. Гуценко О. И., Сим Л. А. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1977, № 12, с. 17–25.
10. Данилович В. Н. Метод поясов в исследовании трещиноватости связанной с разрывными смещениями. Иркутск, СО АН СССР, 1961, 47 с.
11. Корчемагин В. А. — Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. геол.-минерал. наук. Донецк, 1970. 24 с.
12. Лукьянов А. В. — Труды Геологического института, 1965, вып. 136, 212 с.
13. Муди Дж. Д., Хилл М. Дж. — В кн.: Вопросы современной зарубежной тектоники. М., ИЛ, 1960, с. 265–333.
14. Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 16–18.
15. Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю., Смирнов Л. А. — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ГКНТ, 1976, с. 43–45.

<sup>1</sup> Следует отметить, что этот вывод можно рассматривать как прямое следствие предположения о малой величине трения между берегами.



16. Попов П., Стоянов С. — Изв. Геол. ин-та. Сер. геотектоника, 1969, т. 18, с. 5–18.
17. Степанов В. В., Гуценко О. И. — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 84–86.
18. Стоянов С. Механизм формирования разрывных зон. М., «Недра», 1977. 144 с.
19. Суворов А. И. Глубинные разломы платформ и геосинклиналей. М., «Недра», 1973, 214с.
20. Хендин Д. Прочность и пластичность. М., «Мир», 1969, с. 211–272.
21. Широкова Е. И. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 11, с. 22–36.
22. Anderson E. M. — The dynamics of faulting. 2-d ed. Edinburgh, 1951, 206 с.
23. Chinnery M. A. — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1961, v. 51, N 3, p. 355–372.
24. Chinnery M. A. — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1963, v. 53, N 5, p. 921–932.
25. Chinnery M. A. — Can. J. Earth. Sci., 1966, v. 3, N 2, p. 163–174.
26. Chinnery M. A., Petrak J. A. — Tectonophysics, 1968, v. 5, N 6, p. 513–529.
27. Duda S. J. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1965, v. 9, N 4, p. 399–410.
28. Inglis C. E. — Proc. Inst. Nav. Arch., 1913, v. 55, pt 1, p. 219–230.
29. Isacks B., Molnar P. — Rev. Geophys. and Space Phys., 1971, v. 9, N 1, p. 13–21.
30. Maruyama T. — Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo Univ. 1969, v. 47, N 1, p. 1–29.

Д. Н. ОСОКИНА, О. И. ГУЩЕНКО, В. И. ЛЫКОВ,  
Н. Ю. ЦВЕТКОВА

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СИСТЕМАМИ ГЛУБИННЫХ РАЗЛОМОВ**

**(на примере двух районов Средней Азии)**

Изучение тектонических полей напряжений является одной из основных проблем тектонофизического направления, созданного М. В. Гзовским. Им была сформулирована и поставлена задача выявления и оконтуривания в земной коре «максимумов» касательных напряжений. Он рассматривал исследования напряженного состояния коры, во-первых, как одну из основ разработки тектонофизических критериев сейсмичности, во-вторых, как основу получения данных, полезных для поиска и разработки месторождений полезных ископаемых, в-третьих, как основу прогноза малоамплитудных разрывов и современных движений [2—6].

Результаты изучения напряженного состояния земной коры различными методами обнаруживают значительную неоднородность тектонических полей напряжений. Предварительные исследования позволяют предполагать, что широко распространенные в земной коре тектонические разрывы различного масштаба представляют собой одну из важнейших причин искажения исходного (мегарегионального) поля тектонических напряжений.

Одним из эффективных путей изучения результатов перестройки поля напряжений вокруг тектонических разрывов является поляризационно-оптическое моделирование. В связи с этим в лаборатории тектонофизики была разработана методика [26, 27, 30], позволяющая воспроизводить на плоских упругих моделях изменение поля напряжений вокруг разрывов с трением, имитирующих тектонические разрывы<sup>1</sup>.

Применение этой методики развивается по двум направлениям.

Первое направление — изучение общих физических закономерностей влияния разрывов на поле напряжений [2, 3, 5, 7, 26, 27, 29, 30]<sup>2</sup>.

Второе направление состоит в изучении на моделях перестройки поля напряжений около систем разрывов, имитирующих системы разломов конкретных участков коры. Задачи такого моделирования были намечены в последних работах М. В. Гзовского [2—5]. Он исходил из того, что в областях с высокими напряжениями  $\tau_{\max}$  интенсивнее, чем в остальном массиве, протекают процессы деформирования и разрывообразования. Поэтому он считал, что расположение таких участков следует изучать с целью прогнозирования места сильных землетрясений и участков развития малоамплитудных разрывов, для изучения условий локализации рудных тел, а также для интерпретации современных движений.

М. В. Гзовским и его учениками были сделаны первые попытки такого моделирования. Ими были получены первые схемы распределения напряжений  $\tau_{\max}$  в моделях, имитирующих разрывы двух небольших участков Средней Азии (части хребтов Петра I и Чаткала) [2, 4]. Позднее О. И. Гущенко и В. В. Степанов получили схему распределения  $\tau_{\max}$  в модели с уточненной ими схемой разрывов части хр. Петра I и сопоставили ее с картой плотности эпицентров слабых землетрясений [11]. Л. А. Смирнов [32]<sup>3</sup> исследовал расположение участков повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в моделях ряда шахтных полей Карагандинского бассейна и сопоставил его с зонами

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> См. также статьи Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой в настоящем сборнике.

<sup>3</sup> См. также статью Л. А. Смирнова в настоящем сборнике.

развития малоамплитудных разрывов. Еще раньше Ш. Д. Фатхуллаев и В. А. Королев [35] провели моделирование расположения участков с высокими  $\tau_{\max}$  для ряда рудных полей Средней Азии и сопоставили их с размещением оруденения в пределах этих полей.

Эти первые исследования показали, что соответствие между расположением участков с повышенными напряжениями  $\tau_{\max}$  и расположением областей с повышенной сейсмичностью или рудных тел наблюдается не всегда и не является полным. Поэтому стало ясно, что, прежде чем использовать конкретное моделирование для прогнозирования каких-либо геофизических или геологических явлений, необходимо исследовать, связана ли величина напряжений с характером этого явления, и если да, то какие формы может принимать зависимость между ними.

В работе делается попытка изложить особенности использования методики, разработанной в лаборатории тектонофизики, для моделирования локальных полей напряжений конкретных районов. В работе обсуждены физические и тектонические аспекты такого моделирования; показаны некоторые его возможности на примере двух регионов Средней Азии и сделана попытка сопоставить локальные поля  $\tau_{\max}$  этих регионов с их сейсмичностью.

## 1. О СООТВЕТСТВИИ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ $\tau_{\max}$ , В МОДЕЛИ И В УЧАСТКЕ КОРЫ

Изучение разрывной структуры конкретных участков коры и регионального поля напряжений, которое можно рассматривать как внешнее для этих участков, представляет задачи достаточно сложных исследований. Рассмотрение трудностей и специфики этих исследований выходит за рамки настоящей работы <sup>1</sup>. В дальнейшем будем считать, что разрывная структура коры для данного региона и региональное поле напряжений достаточно хорошо известны. Тогда встает задача выбора схемы разрывов для моделирования. Из всей совокупности разрывов разных масштабных уровней необходимо составить схему разрывов лишь наивысшего для данного участка уровня, т. е. разрывов, наибольших по протяженности. Для крупных участков коры, длиной в сотни километров и больше, ими следует считать основные региональные глубинные разломы и наиболее крупные из разломов, нарушающих кору или фундамент.

Одновременно со схемой разрывов необходимо определить масштаб моделирования. Чтобы картина  $\tau_{\max}$  не искажалась наличием множества концов разрывов, в большинстве случаев имеет смысл «обрывать» в модели разрывы, продолжающиеся за пределы моделируемого участка не на его границах, а отступя от них наружу на некоторое расстояние в каждую сторону, т. е. оставляя «поля». Поэтому схема разрывов моделируемого участка коры должна иметь такие размеры, чтобы вместе с «полями» занять все рабочее поле модели. Рабочим полем модели следует считать ее среднюю часть, отстоящую от каждого из ее краев на расстояние, равное примерно  $1/10$  длины (или ширины) модели. В нашем случае при размерах модели  $47 \times 29$  см, рабочее поле составило примерно  $37 \times 22$  см, а «поля» — не менее 2 см.

Остановимся на том, какими должны быть тектонофизические характеристики участка коры для того, чтобы он мог стать объектом такого моделирования. Исходя из особенностей методики, изложенной Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой <sup>2</sup>, можно сформулировать эти требования таким образом.

1. Для участков массива, характеризующихся субвертикальным положением поверхностей разрывов, смещения берегов разрывов должны иметь существенное преобладание горизонтальной составляющей. Для таких

<sup>1</sup> Для восстановления регионального поля напряжений может быть использован метод кинематического анализа [9], см. также статью О. И. Гущенко «Метод кинематического анализа...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> См. статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...».

участков может моделироваться распределение напряжений в плане. Плоскость модели при этом соответствует горизонтальной плоскости в природе.

2. Для участков массива, характеризующихся наличием системы наклонных разрывов с единым простиранием, смещения берегов разрывов должны иметь существенное преобладание либо сбросовой, либо взбросовой составляющей. Для таких участков может моделироваться распределение напряжений в разрезе. Плоскость модели при этом соответствует вертикальной плоскости, перпендикулярной плоскостям разрывов.

Кроме того, следует отметить, что при моделировании должны выполняться следующие условия:

1. Главные напряжения исходного поля модели в общем случае должны воспроизводить знаки (и соотношение величин, если оно известно) главных нормальных напряжений регионального поля, лежащих в горизонтальной (или в вертикальной) плоскости.

2. Направления смещений крыльев для разломов в природе и для их аналогов в модели должны быть одинаковыми.

3. Описанный выше вариант нагружения модели, отвечающий полю одноосного или двуосного сжатия, может быть использован только для тех участков коры, для которых региональное поле напряжений создается сжимающими усилиями.

Одновременное выполнение в природе упомянутых выше условий встречается нечасто. Поэтому приходится идти на известное огрубление физической модели участка коры. Как правило, приходится сталкиваться с двумя причинами такого огрубления: отклонениями плоскостей разрывов в коре от вертикального положения и отклонениями оси  $\sigma_3$  от горизонтальной плоскости. Мы считаем допустимым, чтобы эти отклонения не выходили за пределы  $10\text{--}15^\circ$ .

Важно подчеркнуть, что, проводя изучение локального поля напряжений  $\tau_{\max}$ , обусловленного наличием в модели разрывов, имитирующих системы глубинных разломов участка коры, мы не можем рассчитывать на воссоздание поля напряжений данного участка коры во всей его полноте и сложности. Мы задаем схему основных разрывов и внешнее поле напряжений для данного участка. Используя эти данные, мы получаем приближенное решение физической задачи о перестройке заданного поля напряжений в упругой модели в окрестностях заданной системы разрывов. Но вопрос о правомерности переноса полученного поля  $\tau_{\max}$  на участок коры достаточно сложен и в каждом конкретном случае должен обсуждаться отдельно. В принципе полного совпадения локального поля  $\tau_{\max}$  в модели и в участке коры быть не должно, потому что модель заведомо не воспроизводит многие особенности строения массива, системы разрывов и поля напряжений. Прежде всего в модели не учитывается сильное различие механических свойств отдельных блоков коры. Не воспроизводятся различия физического состояния отдельных участков зон разломов, могущие приводить к резкому отличию величин коэффициентов трения на этих участках. При моделировании «в плане» не учитывается наличие в коре участков с наклонными или с вертикальными движениями блоков фундамента.

Наконец, существуют еще два важных источника различия между природой и моделью. В модели возникают только упругие деформации, тогда как в участках коры, кроме упругих, развиваются еще пластические деформации и квазивязкое течение. В модели при действии на нее постоянной нагрузки возникает статическое, неподвижное локальное поле. В природе же, где действуют либо постоянные, либо изменяющиеся напряжения, процесс деформирования можно рассматривать как равновесный процесс ползучести, который локально во времени и в пространстве может сменяться динамическими процессами (нарушениями устойчивости), во время которых происходят землетрясения. Поэтому локальное поле напряжений в модели является как бы отдельным неподвижным кадром из движущейся картины деформирования участка коры.

Из-за наличия всех перечисленных различий модель по сравнению с природой должна давать очень сильно упрощенное локальное поле напряжений. Тем не менее если основные характеристики имитируемых разломов и внешнего поля напряжений удовлетворяют сформулированным в начале этого раздела требованиям, то наиболее крупные области повышения и понижения  $\tau_{\max}$ , наблюдаемые в модели, должны иметь место и в земной коре.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ $\tau_{\max}$ , ОБУСЛОВЛЕННОГО СИСТЕМОЙ ГЛУБИННЫХ РАЗЛОМОВ ИРАНА И ТУРКМЕНИИ

Особенности тектонического поля напряжений территории Туркмении и Ирана представляют значительный интерес, во-первых, потому, что эта территория — один из крупных сейсмоактивных участков земной коры Евразии, во-вторых, в связи с развитием работ по прогнозированию землетрясений в Туркмении.

В настоящей работе было проведено изучение локального поля напряжений, возникающего в условиях горизонтального сжатия в модели, содержащей систему разрывов, соответствующую одному из возможных вариантов схемы основных глубинных разломов Туркмении и Ирана <sup>1</sup>.

Этот вариант схемы разрывов, составленный В. И. Лыковым, отображает в упрощенном виде систему глубинных разломов этого региона, приведенную в работе В. Е. Хаина [36]. Он включает, как элементы первого порядка, Копет-Даг — Кавказскую и Загросскую системы глубинных разломов, разделяющие области с различной историей тектонического развития. Так, Загросская система отделяет архейскую Аравийскую плиту от докембрийской Иранской платформы, а Копет-Даг — Кавказская — Иранскую платформу от герцинской Скифско-Туранской плиты [21, 31, 36, 39]. В схему разрывов были включены также крупнейшие из «внутренних» глубинных разломов, такие, как Эльбурс — Аладаг — Биналудский и некоторые из разломов, ограничивающих Лутский массив (см. рис. 3, 4). При моделировании все эти разрывы были приняты за субвертикальные.

Имеющиеся данные — геологические (перемещения крыльев разломов, ориентация осей антиклинальных складок), морфологические (смещения конусов выноса, искривления русел), макросейсмические (направления смещений по трещинам в очаговых зонах) — свидетельствуют о том, что от альпийского этапа до наших дней ось наибольшего сжатия  $\sigma_3$  регионального поля напряжений имеет горизонтальное и меридиональное (или близкое к нему) положения [21, 37, 42]. Результаты обработки данных о механизмах очагов сильных землетрясений этого региона по методу кинематического анализа [9] дают для оси  $\sigma_3$  современного мегарегионального поля азимут  $182^\circ$  и угол падения  $6^\circ$  [10, 12]. Важно отметить, что такой ориентации оси  $\sigma_3$  не противоречат и направления сдвиговых смещений по разломам, активным в позднечетвертичное время. Эти направления, так же как и для смещений более древнего времени, вплоть до последних этапов альпийского орогенеза, оказываются правосторонними на участках северо-западного и левосторонними на участках юго-западного простирания <sup>2</sup>. На участках субширотного простирания наблюдаются надвиги и взбросы [21, 34]. Эти особенности молодых и современных движений по разломам подтверждают, что развитие смещений при субмеридиональном и субгоризонтальном направлениях активных тектонических сил, по-видимому, свойственно в целом всему новейшему этапу активизации тектонических движений, включая настоящее время.

Представлялось важным исследовать, насколько изменяется картина локального поля  $\tau_{\max}$  при умеренном изменении азимута оси  $\sigma_3$ . Поэтому

<sup>1</sup> Некоторые из этих результатов были отражены ранее в работах [22, 28].

<sup>2</sup> Исключением из этого правила является западная часть Анатолийского разлома.

мы рассмотрели два варианта ориентировки регионального поля: 1) азимут оси  $\sigma_3^0$  равен  $0^\circ$  ( $\angle\varphi = 0^\circ$ ); 2) азимут оси  $\sigma_3^0$  равен  $15^\circ$  СВ ( $\angle\varphi = 15^\circ$ ).

При проведении экспериментов выбранная схема разломов изображается (отпечатывается) на поверхности модели <sup>1</sup>. В модели создается однородное одноосное (или двуосное) сжатие. Напряжения сжатия доводятся до величины, соответствующей появлению в модели чувствительной окраски. После этого в средней части модели создается система вертикальных разрезов, воспроизводящая схему разрывов.

Разрезы создаются поочередно, после нанесения каждого из них фиксируется картина изохром, по ней затем строится схема изолиний поля  $\tau_{\max}$ . Сопоставление серии таких схем позволяет проследить за образованием основных областей изменения напряжений  $\tau_{\max}$  и за тем, с какими участками разрывов связана каждая из таких областей.

Результаты обработки полученных картин изохром приведены на рис. 1—3. Сплошные линии, являющиеся границами между соседними изохромами, представляют собой линии равных значений  $\tau_{\max}$ . Эти линии проводятся визуально. Ввиду этого получаемую картину следует рассматривать как схему, отражающую картину изохром (или значений  $\tau_{\max}$ ), а не как точное ее воспроизведение.

Схемы, приведенные на рис. 1—3, показывают, что с появлением первого же из разрывов на месте ранее однородного поля возникает сложная мозаичная картина распределения напряжений  $\tau_{\max}$ , в которой чередуются области повышения и понижения  $\tau_{\max}$  различных размеров и формы. По мере добавления новых разрывов, картина возмущения исходного поля захватывает все большую площадь модели и становится все более сложной. В соответствии с результатами предшествующих работ [6, 7] наибольшие возмущения исходного поля наблюдаются в тех областях модели, которые прилегают к дугообразным и зигзагообразным участкам разрывов, их окончаниям и участкам сочленения двух разрывов T- или Y-образного вида. Как и следовало ожидать, основываясь на результатах теоретических расчетов и экспериментов [26, 28] <sup>2</sup>, размеры отдельных «неоднородностей» поля  $\tau_{\max}$  примерно пропорциональны размерам тех дуг или перегибов разрыва, которые вызывают их появление, в то время как относительная величина изменения напряжений  $\Delta\tau_{\max}/\tau_{\max}^0$  в пределах «подобных» друг другу «неоднородностей» поля  $\tau_{\max}$  практически не зависит от размеров этих «неправильностей» формы разрыва.

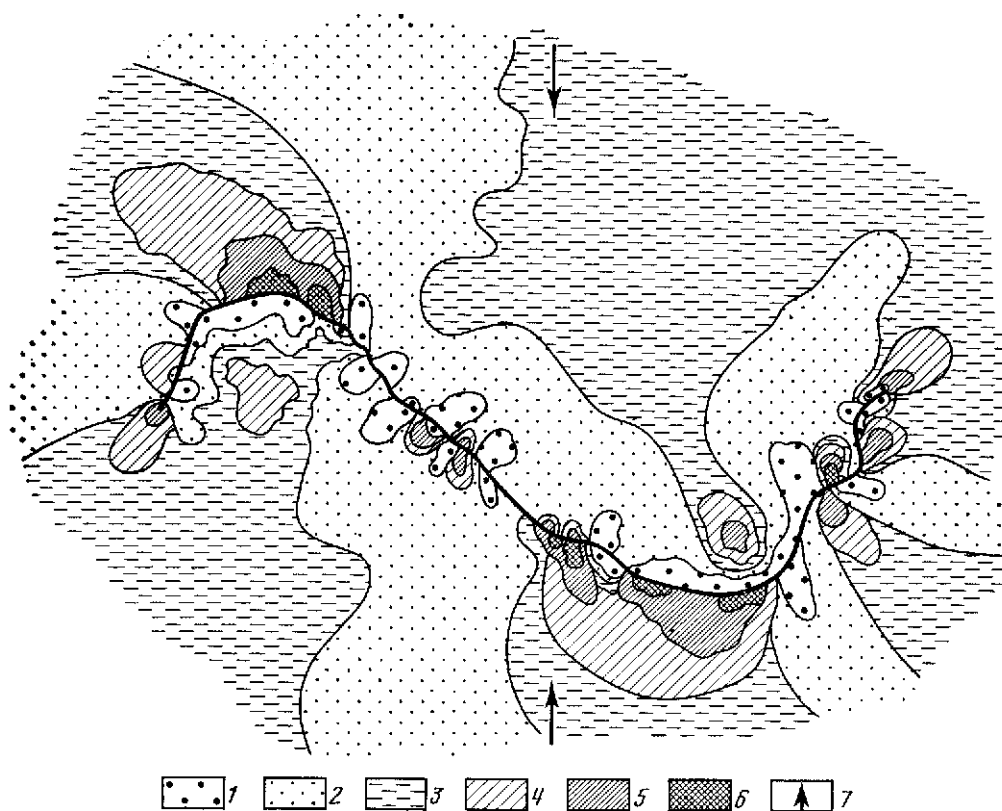
В нашем случае имитировалась схема разрывов в масштабе 1 : 20 000 000. Детали строения разрывов размером меньше 4—5 мм на модели (т. е. меньше 80—100 км в природе) и соответствующие им неоднородности поля  $\tau_{\max}$  не могли быть отражены при моделировании.

Рассмотрим локальное поле  $\tau_{\max}$ , возникающее в модели после нанесения всех разрывов выбранной системы в случае меридиональной ориентации оси  $\sigma_3$  (рис. 3). Картина распределения напряжений в участке, заключающем систему разрывов, является резко дифференцированной. Центральная часть этого участка занята обширными областями сильного понижения напряжений  $\tau_{\max}$ , в среднем на 30—50%. На фоне этого резкого понижения напряжений выделяется ряд максимумов напряжений, во внутренних частях которых повышение  $\tau_{\max}$  достигает в среднем 40—50%, в отдельных случаях — до 80—100%. Таким образом напряжения в центре максимумов превосходят напряжения в окружающих их разгруженных областях в 2—3 раза.

Наибольшие по площади максимумы располагаются в областях модели, отвечающих в природе северному крылу Анатолийского разлома, области сочленения Анатолийского разлома с Эльбурс—Аладагским, району Красно-

<sup>1</sup> В описываемых ниже первых экспериментах схема разломов отпечатывалась на ненагруженной модели. Однако правильнее сперва нагружать модель до рабочего уровня напряжений, а затем уже отпечатывать на ней схему разломов.

<sup>2</sup> См. также ссылки [45, 56] и рис. 10, а в статье Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике.



**Рис. 1.** Схема локального поля  $\tau_{\max}$  в модели. Случай  $\varphi = 0$ . Имитирован Южно-Загросский разлом

Штриховка показывает величину относительного изменения  $\tau_{\max}$ . Понижение  $\tau_{\max}$  1 — от 50° (и выше) до 25%; 2 — от 25 до 1—2%; 3 —  $\tau_{\max}$  практически по изменяется; повышение  $\tau_{\max}$ ; 4 — от 1—2 до 5—6%; 5 — от 5—6 до 20%; 6 — от 20 до 80% и выше; 7 — направление оси  $\sigma_3$  исходного поля

водска, району Кучана, части территории Кызыл-Кумов, восточной части Эльбурской зоны разломов. Три заметных максимума располагаются во внутренней зоне Иранской платформы, несколько относительно малых максимумов — вдоль Загросской зоны разломов.

Кроме того, имеется несколько заметных максимумов в краевых частях модели, которые в данном случае можно принимать во внимание. Все эти максимумы сохранятся при продолжении разрывов на запад и на восток, потому что все они связаны с выпуклыми сторонами дуг. К ним относятся максимумы в областях модели, отвечающих участкам на карте у западного окончания Копет-Даг—Кавказского разлома, на южной стороне дуги, образуемой Южно-Загросским разломом, на северной стороне Памирской дуги и в районе Гиндукуша.

Было изучено локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  в модели для той же системы разрывов, что и на рис. 3, но для случая  $\angle\varphi = 15^\circ$ . В целом большая часть описанных максимумов напряжений сохраняется, но их размеры и форма в ряде случаев изменяются. Несколько мелких максимумов исчезает и появляются несколько новых.

Мы сделали попытку сопоставления расположения участков повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели для случая  $\angle\varphi = 0^\circ$  с пространственным распределением сильных землетрясений на этой территории. На рис. 4 показаны эпицентры сильных землетрясений этого региона с магнитудами выше 6 с 1904 по 1976 г. [8, 37—43 и др.]. Сильные землетрясения для удобства сопоставления объединены по территориальному признаку в несколько групп.







**Рис. 3.** Схема локального поля  $\tau_{\max}$  в модели ( $\varphi = 0$ ). Имитирована вся система разломов  
Условные обозначения те же, что на рис. 1

Следует отметить, что имеется ряд землетрясений, в том числе вся группа IV, несколько в группе III и другие, эпицентры которых расположены в участках пониженных или неизменившихся напряжений. Из них наиболее выделяется группа Загросс I, эпицентры которой соответствуют областям сильного понижения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели.

Подводя итоги, отметим, что значительное большинство эпицентров сильных землетрясений лежит на территории, которая соответствует участкам повышения  $\tau_{\max}$  в модели.

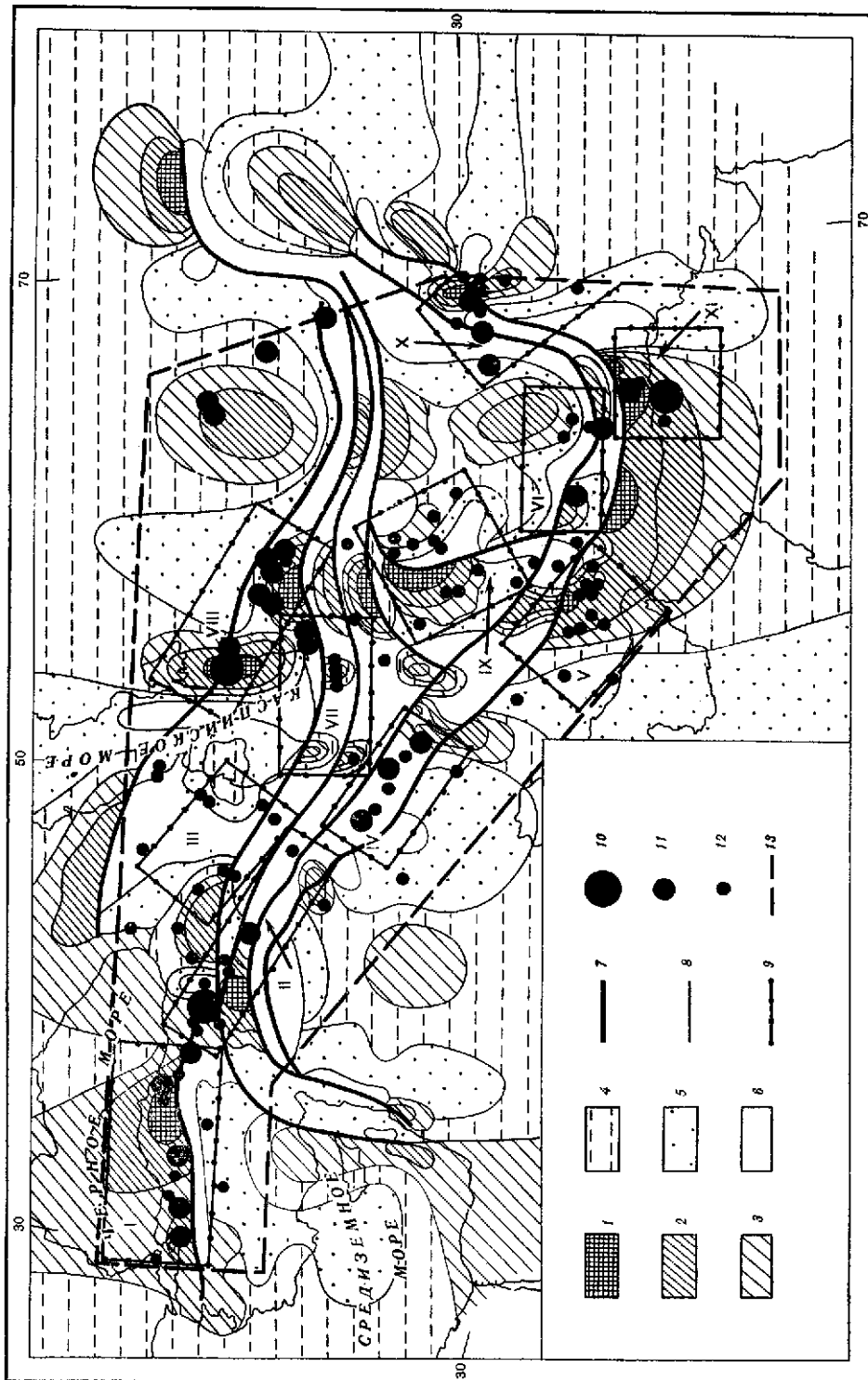
Интересно, что большинство эпицентров этих сильных землетрясений соответствуют участкам модели не с наибольшим, а со средним (до 20%) или со слабым повышением напряжений  $\tau_{\max}$  (группы I, III, V, VIII и др.). Но поскольку участки повышения напряжений в пределах системы разрывов, как правило, окружены областями резкого понижения  $\tau_{\max}$ , то большинство сильных землетрясений попадают в области, которым соответствуют участки модели с напряжениями, заметно (в 1,5—2 раза) повышенными по сравнению с окружающими областями. Ряд эпицентров располагается на границах областей, в пределах которых в модели напряжения повышены или вблизи от этих границ. Не исключено, что в этих случаях в природе области повышения напряжений занимают несколько большую площадь, чем в модели, и землетрясения связаны с этими областями.

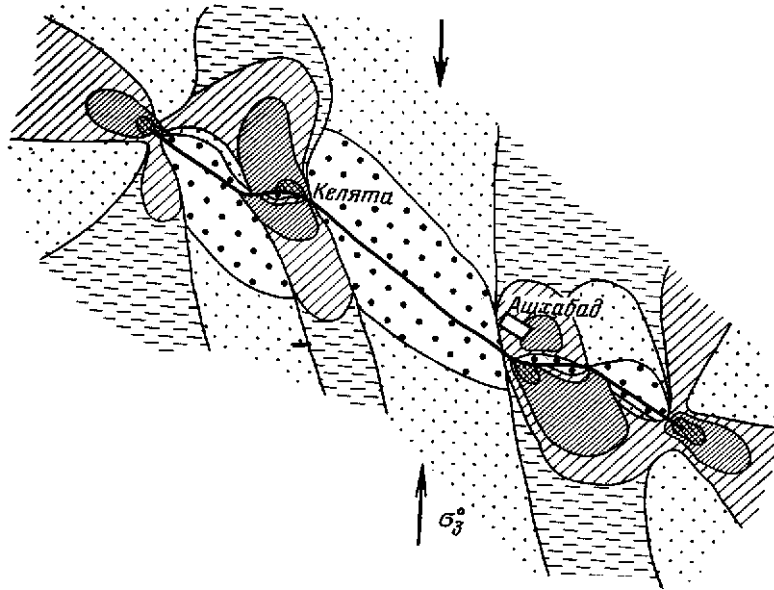
Подсчитаем число сильных землетрясений, «попавших» на территорию, которой в модели соответствуют области повышения  $\tau_{\max}$ . При этом, чтобы не учитывать землетрясения, расположенные вблизи концов произвольно оборванных разрывов, ограничимся только теми эпицентрами, которые лежат на территории, заключенной на рис. 4 во внутреннюю рамку. Число сильных землетрясений, эпицентры которых попадают на территорию, соответствующую областям с различными изменениями напряжений  $\tau_{\max}$  в модели, составляет ~54% для областей повышения напряжений и ~39% для областей понижения напряжений. Для ~7% землетрясений эпицентры попадают на границы, разделяющие участки понижения и повышения напряжений в модели. Эти землетрясения условно отнесены к областям неизменившихся напряжений.

Таким образом, проведенное сопоставление позволяет предположить, что для данной территории сильные землетрясения возникают преимущественно в местах действия повышенных напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля.

Следует отметить, что в принципе правильнее было бы проводить подобное сопоставление, разделив предварительно все землетрясения на два типа: с эпицентрами, удаленными от разломов, и с эпицентрами, расположенными в швах разломов или в зонах разломов. (Провести такое разделение весьма сложно.) Естественно предположить, что землетрясения первого типа происходят под действием локального поля напряжений и что вероятность их возникновения в значительной степени зависит от величины  $\tau_{\max}$  локального поля в массиве. Для землетрясений, возникающих в зоне разлома, естественно считать, что они происходят под действием мегарегионального поля напряжений и что смещения при этих землетрясениях являются частью общего скольжения берегов разлома<sup>1</sup>. Для землетрясений такого типа вероятность возникновения не обязательно прямо связана с величиной напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля в областях массива, прилегающих к участку разрыва. В связи с этим представляется интересным рассмотреть в будущем возможные варианты связи между вероятностью возникновения землетрясения на одном из участков разлома в системе разломов и величиной напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля в массиве в окрестностях этого участка.

<sup>1</sup> Этот вывод аналогичен выводу о генетически различных типах подвижек или смещений, сделанному в статье Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Изучение направлений...». Он подтверждается также сравнением поля  $\tau_{\max}$  в модели и сейсмичности для зоны разломов Сан-Андреас [57]. См. также статью Д. Н. Осокиной, А. А. Никонова, Н. Ю. Цветковой в настоящем сборнике.

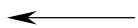




**Рис. 5.** Схема локального поля  $\tau_{\max}$  в модели ( $\varphi = 0$ ). Имитирован участок Копетдагского разлома. Условные обозначения те же, что на рис. 1

Остановимся еще на одном вопросе. Была сделана попытка исследовать на моделях локальное поле напряжений Прикопетдагского района, возникающее в результате перестройки регионального поля напряжений в окрестностях зоны Передового глубинного разлома. При моделировании был взят участок этого разлома длиной около 100 км, начинающийся у Гяурс-дага и проходящий вблизи г. Ашхабада далее на северо-запад до поселка Келята. Этот участок является частью ряда кулисообразно подставляющихся разломов фундамента. Концы кулис соединяются друг с другом надвигами субширотного простирания, которым соответствуют на глубине уступы фундамента. Эти уступы создают подобие упоров, затрудняющих сдвиговое смещение по разлому.

Анализ локального поля  $\tau_{\max}$  в модели для случая  $\angle\varphi = 0^\circ$  показывает (рис. 5), что окрестности прямолинейного участка разрыва сильно разгружены, а в окрестностях субширотных участков разрыва напряжения  $\tau_{\max}$  значительно повышены. Перемещения берегов разрыва в модели максимальны в середине прямолинейного участка и практически отсутствуют на субширотных участках. Такое распределение напряжений  $\tau_{\max}$  в окрестностях прямолинейного участка и перемещений на этом участке в основных чертах аналогично распределению напряжений  $\tau_{\max}$  вокруг одиночного плоского



**Рис. 4.** Сопоставление расположения эпицентров сильных землетрясений территории Ирана и Туркмении с локальным полем напряжений  $\tau_{\max}$ , показанным на рис. 3

1—6 — величины относительного изменения напряжений  $\tau_{\max}$ : 1—3 — повышение  $\tau_{\max}$  1 — от 20 до 80% и выше, 2 — от 5—6 до 20%, 3 — от 1—2 до 5—6%; 4 —  $\tau_{\max}$  практически не изменяется; 5, 6 — понижение  $\tau_{\max}$ , 5 — от 1—2 до 25%, 6 — от 25 до 50% и выше; 7 — разломы; 8 — границы областей с различной величиной изменения  $\tau_{\max}$ ; 9 — условные границы групп землетрясений; 10—12 — эпицентры землетрясений с магнитудами: 10 —  $M \geq 8$ , 11 —  $8 > M \geq 7$ , 12 —  $7 > M > 6$ ; 13 — границы территории, для которой проводилось сопоставление поля напряжений с землетрясениями

Группы землетрясений: I — Анатолийская; II — Табризская; III — Малого Кавказа; IV и V — Загорские; VI — Джаз-Мурианская; VII — Эльбурская; VIII — Копет-Дагская, IX — Лутская; X — Кветская; XI — Южно-Макранская

разрыва и перемещениям по нему <sup>1</sup>. Поэтому в первом приближении прямолинейный участок модели Передового разлома можно рассматривать как единичный плоский разлом. Геологические данные о характере смещений крыльев на этом участке и дислоцированности осадочного чехла в окрестностях разлома согласуются с таким предположением.

Рассматриваемый участок Передового разлома представляет собой сейсмогенную структуру. В. И. Лыковым и Э. А. Шихановичем было предположено, что срыв по этому участку может явиться одной из возможных причин землетрясения с эпицентром в Ашхабадском районе [22]. С учетом этого предположения и схемы локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  была составлена предварительная программа прогностических работ на территории Туркмении, изложенная в [22]. В соответствии с результатами моделирования, позволяющими уподобить интересующий нас участок Передового разлома единичному плоскому разрыву, измерение смещений берегов разрыва желательнее проводить прежде всего на прямолинейном участке, где ожидаются максимальные смещения, а измерение деформаций — в участках массива, прилежащих к широтным отрезкам разлома, в пределах которых согласно схеме локального поля  $\tau_{\max}$  должны действовать заметно повышенные напряжения  $\tau_{\max}$  <sup>2</sup>.

На одном из таких участков (в районе Гяурского надвига) В. И. Лыковым, А. И. Старченко, Э. А. Шихановичем и другими с учетом результатов моделирования создана сеть замкнутых геодезических полигонов и начаты светодальномерные измерения. Первые результаты измерений показали наличие здесь неизвестного ранее эффекта быстро изменяющихся во времени деформаций небольших блоков коры [23]. Не исключено, что четкое проявление данного эффекта обусловлено местным повышением напряжений  $\tau_{\max}$  в этом участке приразломной зоны.

Этот пример иллюстрирует возможности использования моделирования полей  $\tau_{\max}$  в окрестностях разломов при проведении комплекса работ по поискам предвестников землетрясений.

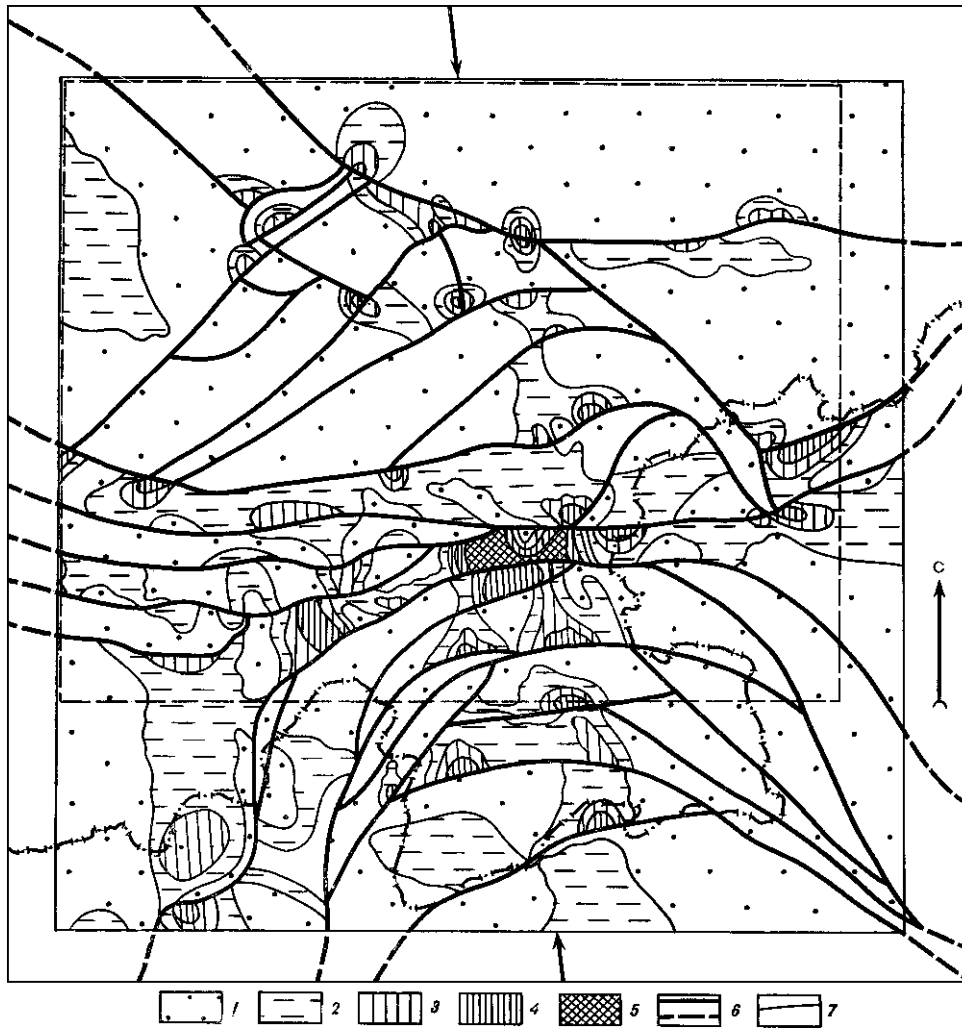
### **3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННОГО СИСТЕМОЙ ГЛУБИННЫХ РАЗЛОМОВ ПАМИРА И ЮЖНОГО ТЯНЬ-ШАНЯ**

Зона сочленения Памира и Тянь-Шаня и прилегающие к ней с севера и юга территории интересны как область с высокой сейсмичностью и интенсивными современными движениями, в пределах которой проводятся детальные работы по изучению сейсмичности и геодезические наблюдения.

Было проведено исследование локального поля напряжений  $\tau_{\max}$ , возникающего в результате перестройки однородного поля одноосного сжатия в модели, имитирующей упрощенную схему разломов этой территории. Один из возможных вариантов этой схемы (рис. 6) был составлен О. И. Гуценко на основе геологических карт масштаба 1 : 1 000 000 и в соответствии с тектонической картой этого района [33]. При моделировании эта схема воспроизводилась в масштабе 1 : 5 000 000. Она имитировала основные зоны глубинных разломов, активных в новейшее время и ограничивающих крупнейшие тектонические структуры региона. Наиболее крупными ее элемен-

<sup>1</sup> См. рис. 4, в в статье Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования локальных...»

<sup>2</sup> Необходимо отметить, что в принципе при исследованиях такого типа измерение смещений и деформаций на местности желательнее проводить не только вблизи зоны разломов, но и на большой площади по обе стороны от нее в пределах участков, соответствующих локальному полю напряжений в модели. При этом на тех участках массива, где согласно модели можно предполагать сильно повышенные напряжения  $\tau_{\max}$ , желательнее иметь максимально густую сеть измерительных пунктов.



**Рис. 6.** Схема локального поля  $\tau_{\max}$  в модели. Имитированы основные разломы Памира и Тянь-Шаня. ( $\varphi = -5^\circ$ ).

Понижение  $\tau_{\max}$ : 1 — от 50 (и выше) до 20 %; 2 — от 20 до 0 %; повышение  $\tau_{\max}$ : 3 — от 0 до 20 %; 4 — от 20 до 80 %; 5 — от 80 до 100 %; 6 — разломы; 7 — границы областей с различными величинами напряжений  $\tau_{\max}$

тами были: Талассо—Ферганская, Северо-Тянь-Шаньская и Южно-Тянь-Шаньская зоны разломов, (ограничивающие Средний и Южный Тянь-Шань и Дарваз—Каракульская зона разломов (северная граница Памира). Кроме того, в нее входил ряд разломов второго порядка, отделяющих крупные блоки фундамента в пределах Среднего и Южного Тянь-Шаня и Памира.

Реконструкция осей напряжений современного мегарегионального поля для этого участка коры, проведенная с помощью метода кинематического анализа подвижек в очагах сильных землетрясений [9], позволила выявить ориентацию осей напряжений этого поля. При этом ось  $\sigma_3$  характеризовалась азимутом  $175\text{--}180^\circ$  при угле падения  $14^\circ$  [10, 12]. Этот результат хорошо согласуется с данными геологических, геоморфологических и геодезических наблюдений, согласно которым в новейшее время, включая четвертичное и настоящее, по разломам северо-западного простирания происходит правостороннее, по разломам северо-восточного простирания — левостороннее сдвигание, а на разломах субширотного простирания проявляются

в основном взбросо-надвиговые смещения [24, 34]. Такой комплекс данных позволяет считать, что субгоризонтальное и субмеридиональное направления активного сжатия, установленные в [10, 12] для современного поля напряжений, действовали и в течение длительного предшествующего времени. В соответствии с этими результатами модели испытывались при субмеридиональном ( $\angle\varphi = -5^\circ$ , ССЗ) положении оси  $\sigma_3$ .

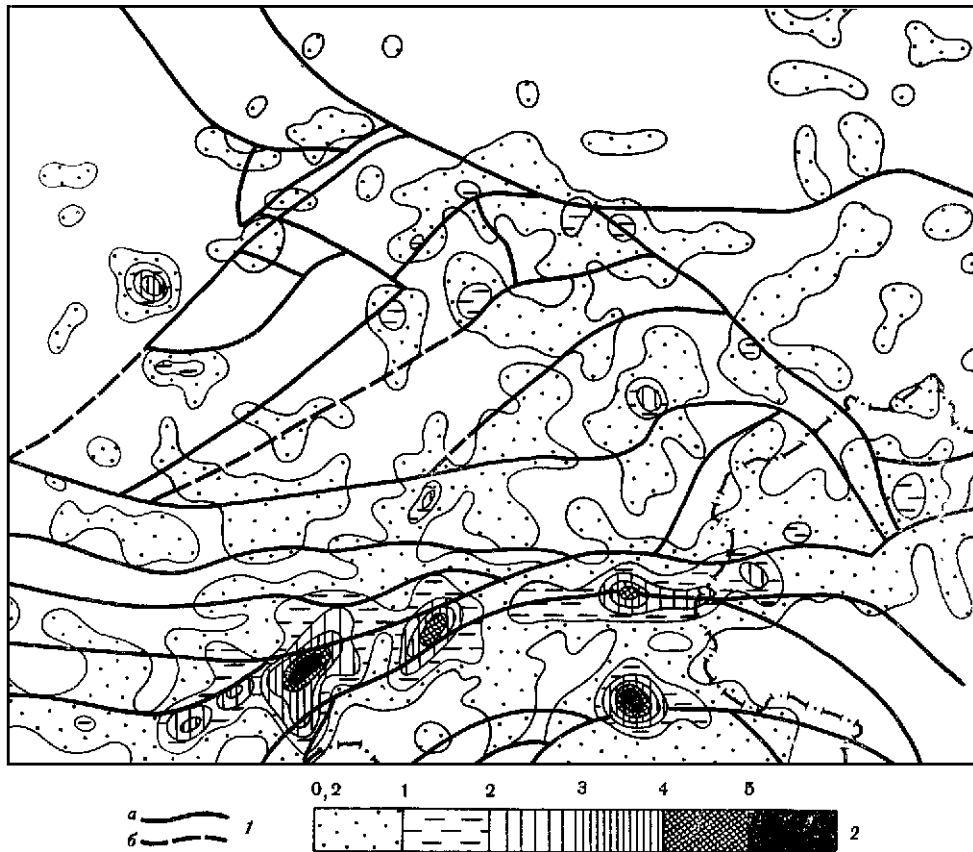
Полученная на модели схема локального поля  $\tau_{\max}$  или возмущений однородного исходного поля напряжений  $\tau_{\max}$ , обусловленных наличием выбранной системы разрывов, для случая  $\angle\varphi = -5^\circ$  (ССЗ) приведена на рис. 6.

Рассмотрение этой схемы показывает, что полученное локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  характеризуется прежде всего резкой дифференцированностью. В участках модели, отвечающих на карте участкам Северного и Среднего Тянь-Шаня и Юго-Восточного Памира, напряжения  $\tau_{\max}$  в целом относительно понижены. В районе Среднего Тянь-Шаня на фоне этого понижения выделяются небольшие по площади отдельные максимумы напряжений в районе озера Сарычелек (в области резкого изменения простирания Атойнокского глубинного разлома), в среднем течении р. Нарын в районе поселка Токтогул (в области сочленения линии Николаева — Северо-Тянь-Шаньского разлома — с Таласским разломом) и др.

Наличие в модели разрыва, имитирующего весьма протяженную дугообразную Дарваз—Каракульскую зону разломов, является причиной значительного повышения напряжений в области его «северного» крыла, соответствующей как самой зоне сочленения Памира с Тянь-Шанем, так и прилегающей к ней зоне Южного Тянь-Шаня. В области, соответствующей Памиру, наблюдается ряд заметных повышений  $\tau_{\max}$  в местах наиболее резких изгибов разрывов, имитирующих зоны глубинных разломов южных частей Памира.

Взаимодействие полей  $\tau_{\max}$ , обусловленных разрывами, соответствующими Дарваз-Каракульской, Гиссаро-Кокшаальской и Талассо-Ферганской зонам разломов, определяет неравномерность в распределении величин  $\tau_{\max}$  в области модели, отвечающей зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня (бассейны рек Сурхоб и Оби-Хингоу). Здесь возникают четыре обособленных максимума, соответствующие: 1) району поселка Кашгар (области торцевого сочленения Талассо-Ферганской и Гиссаро-Кокшаальской зон разломов); 2) району Алайской долины (внешней центральной части дуги Дарваз-Каракульской зоны разломов); 3) Гармскому району; 4) Оби-Гармскому району. Была сделана попытка сопоставить расположение максимумов локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  в модели с пространственным распределением сильных и слабых землетрясений данного региона. На рис. 7 показана схема среднегодовой плотности эпицентров землетрясений с  $K$  выше 7 за 8 лет (с 1963 по 1970 г.) для Тянь-Шаня и Северного Памира, составленная О. И. Гущенко и Л. А. Сим по каталогам [13—20]. Эта карта фактически отражает распределение эпицентров слабых и умеренных землетрясений с  $M < 6,5$ .

Сопоставление этой схемы с картиной распределения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели показывает существование заметной корреляции между расположением областей с повышенными напряжениями  $\tau_{\max}$  и участков с высокой плотностью эпицентров. В частности, хорошее совпадение наблюдается в зоне сочленения Памира с Тянь-Шанем, где почти все максимумы сейсмичности соответствуют областям повышения  $\tau_{\max}$ . Несколько заметных совпадений наблюдается для районов Среднего и Южного Тянь-Шаня. Особенно интересны случаи повышения плотности эпицентров в местах  $T$ -образных сочленений, резких перегибов и дугообразных участков разрывов. В модели в этих местах, как правило, возникают области заметного повышения напряжений  $\tau_{\max}$ , и похоже, что изолинии плотности эпицентров слабых землетрясений нередко повторяют эту особенность поля  $\tau_{\max}$ . Вместе с тем очевидно, что соответствие это далеко не полное. В ряде случаев области повышенной плотности эпицентров соответствуют участкам с понижением



**Рис. 7.** Схема среднегодовой плотности эпицентров землетрясений территории Памира и Тянь-Шаня за 1963—1970 гг.

1 — разломы; 2 — шкала плотностей эпицентров

напряжений  $\tau_{\max}$  и наоборот. На схеме 8 показаны эпицентры сильных коровых землетрясений (с  $K > 12$ ) за исторический период по 1975 год, составленной по сводкам [1, 13—20, 25]. Она совмещена с полем напряжений  $\tau_{\max}$ , показанным на рис. 6.

Рассмотрение рис. 8 показывает, что в районах Среднего Тянь-Шаня и Юго-Восточного Памира эпицентры сильных землетрясений располагаются в областях, соответствующих в модели участкам как с высокими, так и с низкими значениями  $\tau_{\max}$ . Однако при этом несколько из наиболее сильных землетрясений Западного Тянь-Шаня (Сарычелекское, Наманганское, Бричмулинское и др.) попадают в области, которым в модели соответствуют локальные повышения напряжений  $\tau_{\max}$ . Для зоны сочленения Памира с Тянь-Шанем и для советской части Памира заметная часть сильных землетрясений попадает в области, которым в модели отвечают участки относительно повышенных напряжений.

Для всего района в целом около 10% случившихся здесь сильных землетрясений попадают на территорию, которой соответствуют участки абсолютного повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели, и около 90% землетрясений — на территорию, которой соответствуют участки понижения напряжений в модели. (Участков с неизменившимися напряжениями мы при расшифровке картин изохром в этой модели не выделяли.) Такой результат мог бы указывать на отсутствие корреляции между землетрясениями и участками повышения напряжений, если бы площади, занятые напряжениями различной величины, были бы примерно одинаковыми. Однако рассмотрение



рис. 6 показывает, что в этой модели участки действия повышенных напряжений занимают в несколько раз меньшую площадь, чем участки действия пониженных напряжений.

Поэтому, чтобы выяснить, существует ли корреляция между числом землетрясений и величиной напряжений, для рассматриваемой части модели Памира и Тянь-Шаня были построены кривые распределения площадей, которые занимают в модели области действия различных напряжений, по интервалам значений напряжений  $\tau_{\max}$ , выделяемым в моделях, а также кривые распределения числа сильных землетрясений по тем же (выделяемым в модели) интервалам значений напряжений  $\tau_{\max}$  (рис. 9). Аналогичные кривые распределения были затем построены и для рассматриваемой части модели Ирана и Туркмении, ограниченной на рис. 4 внутренней рамкой.

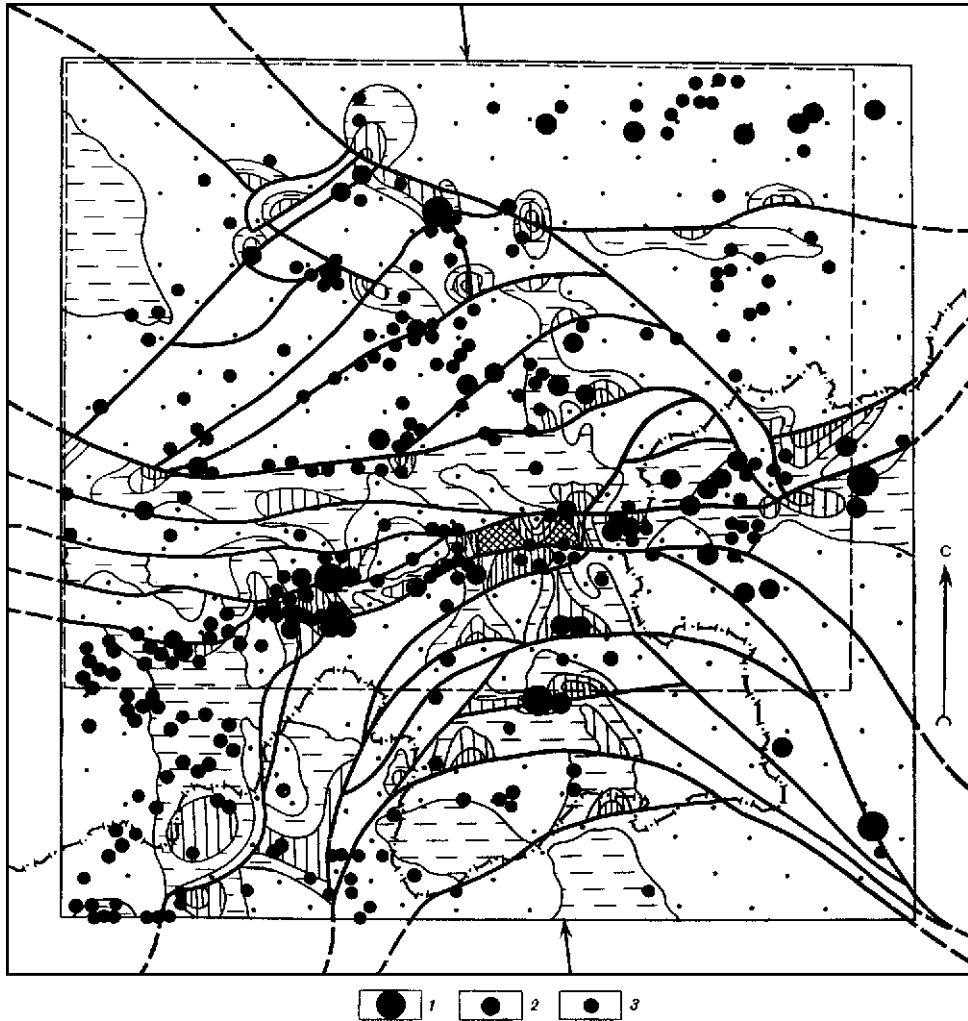
Легко показать, что если бы землетрясения распределялись на площади по случайному закону, то кривые распределения землетрясений и площадей по интервалам напряжений для каждой модели должны были бы совпадать между собой, демонстрируя тем самым, что число землетрясений прямо пропорционально величинам площадей, на которых они подсчитываются. Между тем реальные кривые распределения площадей и землетрясений по интервалам напряжений (для каждой модели) оказались не совпадающими между собой. Для модели Памира и Тянь-Шаня оба эти графика дают заметный спад с ростом величины  $\tau_{\max}$ , однако доля от общего числа землетрясений падает заметно медленнее, чем доля от общей площади, приходящаяся на каждый интервал напряжений. Предварительный анализ, основанный на сравнении этих двух кривых, показывает, что по мере роста величины напряжений на такую же по величине площадь в модели приходится все большее число землетрясений. Это свидетельствует о возрастании «удельного веса» количества сильных землетрясений по мере увеличения значений  $\tau_{\max}$  и означает, что корреляция между землетрясениями и напряжениями существует.

К такому же выводу приводит и сравнение кривых распределения площадей и числа землетрясений по интервалам напряжений для модели Ирана и Туркмении. Впрочем, в этом случае существование корреляции обнаруживается и при рассмотрении одной только кривой распределения числа землетрясений по интервалам напряжений; этот график имеет максимум в интервалах слабого и среднего повышения напряжений. Кривая распределения площадей по напряжениям для этой модели также круто падает с ростом напряжения, так что на участках повышения напряжений на равную площадь приходится заметно большее число землетрясений, чем на участках понижения напряжений. Таким образом, результаты сопоставления локальных полей напряжений  $\tau_{\max}$  в моделях с сейсмичностью для обоих участков Средней Азии позволяют предполагать, что имеет место определенное соответствие между расположением в моделях участков с относительно повышенными напряжениями  $\tau_{\max}$  и размещением в коре областей с повышенным выделением сейсмической энергии.

Следует отметить, что было бы принципиально неверно ожидать полного совпадения распределения областей повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели и сейсмичности участков коры. Как отмечалось, модель не воспроизводит многие факторы, влияющие на распределение напряжений в коре. То, что, несмотря на все неучтенные факторы и использование чрезвычайно упрощенных (а в ряде случаев и дискуссионных) схем разломов и упругих моделей, наблюдается все-таки некоторое сходство между картинами распределения участков с повышением напряжений  $\tau_{\max}$  в моделях и сейсмичности в природе, показывает, что наличие разломов является одной из важнейших причин искажения регионального поля напряжений.

В заключение хотелось бы остановиться еще на одном вопросе, относящемся к задачам дальнейших исследований.

Основываясь на представлениях сейсмологов о связи размеров зон подготовки землетрясений с их энергией и на результатах настоящей работы,



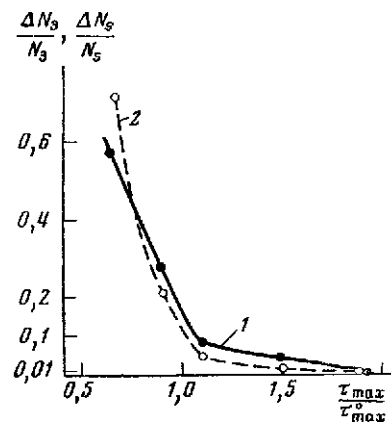
**Рис. 8.** Сопоставление расположения эпицентров сильных коровых землетрясений территории Памира и Тянь-Шаня с локальным полем напряжений  $\tau_{\max}$ , показанным на рис. 6

Эпицентры землетрясений:

- 1 —  $K = 17-18$ ;
- 2 —  $K = 15-16$ ;
- 3 —  $K = 13-14$ ;

**Рис. 9.** Графики распределения доли общего числа землетрясений  $\Delta N_3 / N_3$  (1) и доли от рассматриваемой площади модели  $\Delta N_s / N_s$  (2) по интервалам значений напряжений  $\tau_{\max}$  в модели, имитирующей глубинные разломы Памира и Тянь-Шаня

Абсциссы точек соответствуют серединам интервалов напряжений  $\tau_{\max}$



а также других работ <sup>1</sup>, естественно предположить, что корреляция между частотой землетрясений и величиной напряжений в земной коре должна подчиняться определенной иерархии масштабов. Иными словами: чем больше

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной, А. А. Никонова, Н. Ю. Цветковой и статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Изучение направлений...» в настоящем сборнике.

магнитуды землетрясений, тем более высокими должны быть структурный уровень и размеры тех областей локального изменения внешнего поля, которые отвечают за эти землетрясения.

Вместе с тем, как уже упоминалось выше, необходимо иметь в виду, что для двух самых высоких уровней этой «иерархической лестницы» землетрясения могут быть разделены на такие, при которых подвижки идут по основным (для данного участка коры) разломам под действием внешнего (для этого участка) поля напряжений и по более мелким нарушениям под действием локального поля первого порядка, возникшего из-за наличия этих основных разломов. При этом землетрясения первого типа (а к ним может относиться заметная часть самых сильных землетрясений данного региона и часть их форшоков и афтершоков) могут тяготеть к участкам снижения напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля в массиве или быть безразличными к величине этих напряжений. Вместе с тем естественно предполагать, что эти землетрясения будут происходить преимущественно там, где мегарегиональные напряжения  $\tau_{\max}$  повышены.

Исходя из этого, в дальнейшем для прогноза сильнейших землетрясений следует стремиться с помощью различных методов искать ответ на вопрос о распределении в земной коре сейсмоопасных районов величин не только локальных, но и мегарегиональных напряжений. Кроме того, было бы очень важно понять, влияет ли и как влияет величина напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля в областях, прилежащих к крупному разлому, на вероятность сильного землетрясения, проявляющегося в подвижке по этому разлому. Исследования в этих направлениях должны явиться одной из частей изучения тектонофизических условий возникновения сильных землетрясений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены возможности применения методики моделирования локальных полей напряжений, обусловленных тектоническими разрывами, для изучения возмущений поля напряжений, вызываемых разрывной структурой некоторых конкретных регионов. Объектами такого моделирования могут быть только такие участки коры, для которых разрывная структура, характер смещений по разрывам и поле напряжений удовлетворяют ряду условий.

Изучены локальные поля напряжений в моделях с системами разрывов, в общих чертах имитирующих разрывную структуру Ирана и Туркмении и Памира и Тянь-Шаня. Наличие систем разрывов приводит к возникновению резко дифференцированного поля напряжений. Области локального повышения  $\tau_{\max}$ , помимо концов разрывов, возникают около участков искажения линейного простиранья разрывов, в том числе вблизи резких перегибов разрывов, дугообразных участков, около *T*- и *У*-образных сочленений разрывов.

Проведено предварительное сопоставление локальных полей  $\tau_{\max}$  в моделях для каждого из этих районов с сильными землетрясениями. Установлено наличие некоторой корреляции между расположением в моделях участков с повышенными напряжениями локального поля и размещением в коре областей возникновения сильных землетрясений.

Предложено разделять сильные землетрясения на два типа: связанные с движениями по региональным разломам под действием мегарегионального поля (I) и обусловленные движениями по вторичным разрывам под действием локального поля напряжений (II). Предполагается, что землетрясения II типа должны ожидать на участках повышения напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля, а землетрясения I типа могут ожидать на участках разломов, окруженных как участками повышения напряжений, так и участками, на которых напряжения значительно или слабо понижены. Отмечена необходимость дальнейшего изучения различных типов связи между величиной напряжений локального поля и характером сейсмичности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас землетрясений в СССР. Результаты наблюдений сети сейсмических станций СССР. 1911—1957 гг. М., Изд-во АН СССР, 1962. 337 с.
2. *Гзовский М. В.* — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1970, № 5, с. 51—84.
3. *Гзовский М. В.* — В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород. М., «Наука», 1971, с. 5—37.
4. *Гзовский М. В.* — В кн.: Земная кора сейсмоопасных зон. Верхняя мантия, № 10. М., «Наука», 1973, с. 38.
5. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975. 536 с.
6. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Ломакин А. А., Кудряшова В. В.* — Труды VII Всесоюз. конф. по поляризации-оптическому методу исследования напряжений. Таллин, 1971, т. 4, с. 48—56.
7. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Ломакин А. А., Кудряшова В. В.* — В кн.: Региональные исследования сейсмического режима. Кишинев, «Штиинца» 1974, с. 113—124
8. *Голубева Н. В.* Деп. ВИНТИ № 5438—73, 1972. 164 с.
9. *Гуценко О. И., Сим Л. А.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 5—8.
10. *Гуценко О. И., Сим Л. А.* — Изв. вузов. Геология и разведка, 1977, № 12, с. 17—25.
11. *Гуценко О. И., Степанов В. В.* — В кн.: Современные движения земной коры. Тарту, 1973, с. 205—211.
12. *Гуценко О. И., Степанов В. В., Сим Л. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ГКНТ, 1976, с. 86—88.
13. Землетрясения в СССР в 1963 г. М., «Наука», 1966. 202 с.
14. Землетрясения в СССР в 1964 г. М., «Наука», 1967. 100 с.
15. Землетрясения в СССР в 1965 г. М., «Наука», 1967. 186 с.
16. Землетрясения в СССР в 1966 г. М., «Наука», 1970. 266 с.
17. Землетрясения в СССР в 1967 г. М., «Наука», 1970. 221 с.
18. Землетрясения в СССР в 1968 г. М., «Наука», 1972. 222 с.
19. Землетрясения в СССР в 1969 г. М., «Наука», 1973. 228 с.
20. Землетрясения в СССР в 1970 г. М., «Наука», 1973. 214 с.
21. *Крымус В. Н., Лыков В. И.* — Геотектоника, 1969, № 6, с. 52—62.
22. *Лыков В. И., Осокина Д. Н., Одеков О. А.* и др. В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Ташкент. «Фан», 1976, с. 151—163.
23. *Лыков В. И., Старченко А. И., Шиханович Э. Л.* — В кн.: Современные движения земной коры. М., ГКНТ, 1977, с. 33.
24. *Никонов А. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые, М., ГКНТ, 1976, с. 85—86.
25. Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР. Ред. Н. В. Кондорская, Н. В. Шебакин. М., «Наука», 1977. 535 с.
26. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 16—18.
27. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гуценко О. И., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Ташкент, «Фан», 1976, с. 193—199.
28. *Осокина Д. Н., Лыков В. И., Цветкова Н. Ю., Шиханович Э. Л.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 73—74.
29. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Тезисы докл. Всесоюз. конф., посвященной состоянию и развитию работ в области сейсмологии и сейсмостойкого строительства. Ашхабад, 1973, с. 4.
30. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю., Смирнов Л. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., КНТ, 1976, с. 43—45.
31. *Семенцов А. Ф., Жданов Б. П., Спивак Ю. С., Фартуков М. М.* — Советская геология, 1969, № 5, с. 35.
32. *Смирнов Л. А.* Возможности изучения полей напряжений тектонофизическими методами в связи с задачей прогноза малоамплитудной нарушенности шахтных полей по данным геологоразведочных работ. — Труды ВЗПИ, 1976, вып. 99, с. 105—110.
33. Тектоника Евразии. М., Госгеолтехиздат. 1966, 260 с.
34. *Трифонов В. Г.* — Изв. вузов. Геология и разведка, 1976, № 11, с. 54—64.
35. *Фагхуллаев Ш. Д., Королев В. А., Белоус И. Р.* и др. — В кн.: Эксперимент и моделирование в структурообразующих процессах рудогенеза. М., «Наука», 1976, с. 166—174.
36. *Хаин В. Е.* — Вестник МГУ. Геология, 1969, № 1, с. 3—25; № 2, с. 3—20.
37. *Ambraseys N. N., Zatopek A.* — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, № 1, p. 47—102.
38. *Gutenberg B., Richter C. F.* Seismicity of the Earth and associated phenomena. Princeton Univ. Press, 1954, 310 p.
39. *Niazi M., Basford J. R.* — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, № 1, p. 417—426.
40. *Nouroozi Ali A.* — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1971, v. 61, 2, p. 317—341.
41. *Rothe I. P.* The seismicity of the Earth 1953—1965. UNESCO, Paris, 1969, 336 p.
42. *Wallace R. E.* — Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, № 1, p. 11—45.

Д. Н. ОСОКИНА, А. А. НИКОНОВ, Н. Ю. ЦВЕТКОВА

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ СИСТЕМЫ РАЗЛОМОВ САН-АНДРЕАС

Зона разломов Сан-Андреас в Калифорнии представляет собой феномен, который привлекает внимание геологов и геофизиков всего мира ввиду ее огромной протяженности, своеобразия структуры, высокой тектонической и сейсмической активности. Сочетание таких особенностей зоны, как высокая степень изученности системы разломов, а также характера движений по ним и строения участка коры в пределах Калифорнии; вертикальное расположение сместителей основных разломов; расположение векторов смещений в горизонтальной плоскости и, наконец, характер регионального поля напряжений делают зону разломов Сан-Андреас особенно интересным объектом для моделирования локального поля напряжений с помощью метода, разработанного в лаборатории тектонофизики [1, 11—14] и рассмотренного в двух статьях настоящего сборника <sup>1</sup>.

Приступая к моделированию, авторы ставили перед собой три задачи. Первая из них — рассмотреть некоторые особенности перемещений блоков земной коры, разделенных разломами. Вторая — изучить особенности локального поля напряжений, обусловленного системой разломов. Третья задача состояла в сопоставлении результатов моделирования с особенностями современных движений и сейсмичности земной коры в пределах зоны разломов Сан-Андреас <sup>2</sup>.

### 1. ТЕКТНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ, СОВРЕМЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ, СЕЙСМИЧНОСТЬ И РЕГИОНАЛЬНОЕ ПОЛЕ НАПРЯЖЕНИЙ ЗОНЫ РАЗЛОМОВ САН-АНДРЕАС

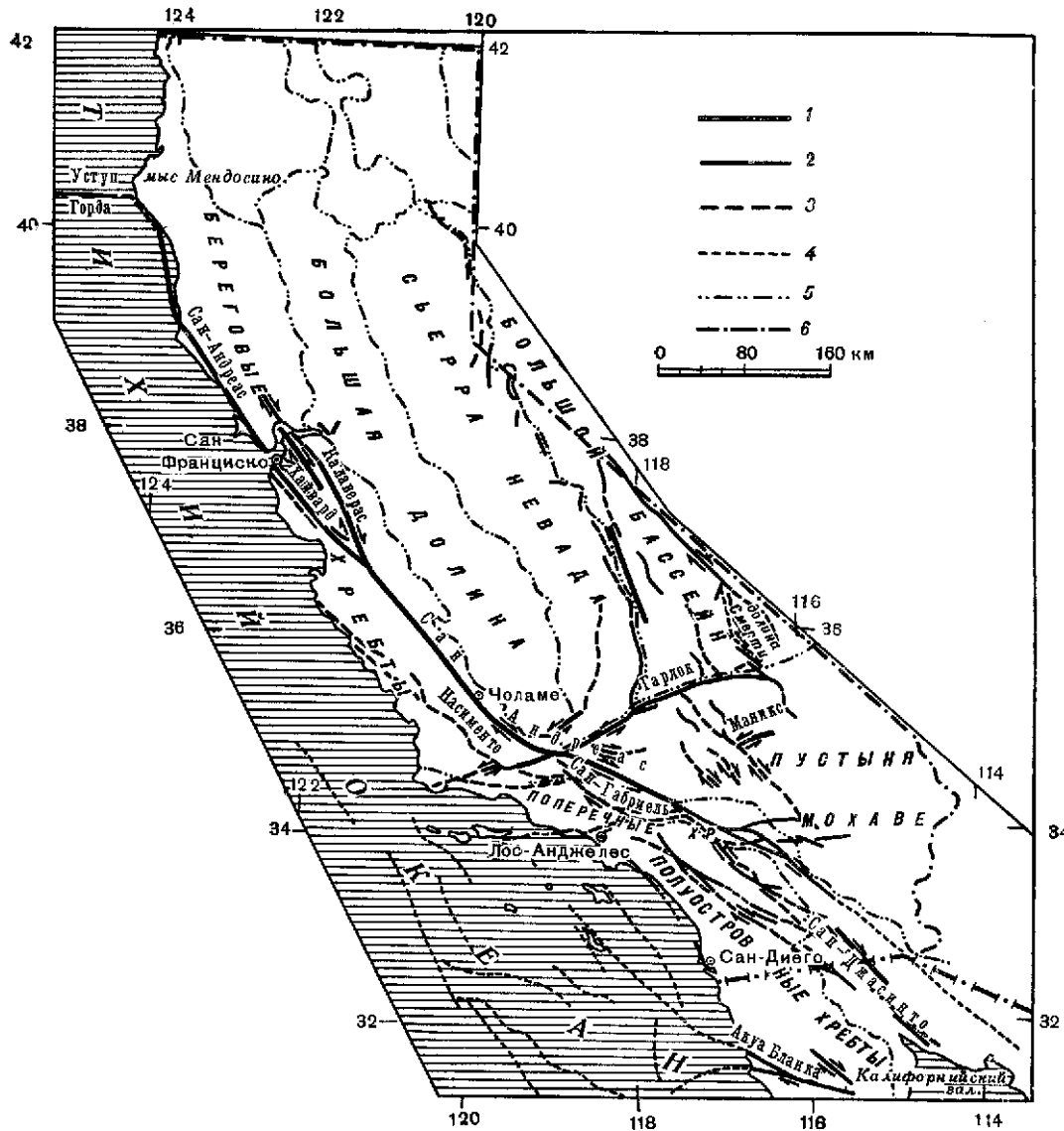
**Зона разломов Сан-Андреас** простирается с северо-запада на юго-восток вдоль западного побережья Калифорнии от мыса Мендосино до Калифорнийского залива. Длина зоны составляет не менее 900 км. Зона состоит из серии продольных разломов (Сан-Андреас, Калаверас, Хэйуорд, Сан-Габриэль, Мишн-крик, Сан-Джасинто и др.) и имеет изменчивую ширину. В северной части зона представлена единичным крупным разломом с отдельными ответвлениями и сопровождающими его мелкими разломами, тогда как в южной части наблюдается целая серия параллельных и косых более или менее равноценных разломов в полосе шириной до 100 км или более. Зона продольных разломов осложнена поперечными разломами, наиболее значительные среди которых — Гарлок, Биг-Пайн и Уайт-Волф (рис. 1).

Собственно разлом Сан-Андреас представляет зону шириной от нескольких метров до нескольких километров с вертикальной плоскостью сместителя. По глубине гипоцентров землетрясений глубина проникновения разлома в земную кору оценивается величиной до 10—15 км, а для концевых частей — до 25 км. Все поперечные и некоторые из продольных боковых разломов обнаруживают наклон плоскости сместителя под углом в 30—45°, редко менее, причем этот наклон увеличивается с удалением от Поперечных хребтов и по падению разломов.

---

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» и статью Д. Н. Осокиной, О. И. Гущенко, В. И. Лыкова, Н. Ю. Цветковой в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> Первые результаты моделирования локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  зоны разломов Сан-Андреас опубликованы в [39].



**Рис. 1.** Карта Калифорнии и система разломов на ее территории

1 — разломы, смещения по которым зафиксированы во время землетрясений; 2 — разломы, активность которых доказана для четвертичного времени; 3 — разломы, активные в кайнозое; 4 — разломы на дне океана; 5 — границы географических областей; 6 — граница штата

В Калифорнии и в соседних с ней районах имеется целый ряд других продольных и диагональных разломов как на суше, так и на прилежащей акватории Тихого океана, но они изучены гораздо слабее. Не вызывает, однако, сомнения факт наибольшей тектонической и сейсмической активности именно зоны разломов Сан-Андреас.

**Смещения по разлому.** Большинство исследователей считает, что разлом заложился не позже позднего мела и с тех пор характеризуется сдвиговыми правосторонними смещениями, общая величина которых составила не менее 300 км. Американские исследователи, почти без исключения стоящие на позициях тектоники плит, считают зону разломов Сан-Андреас современной консервативной границей литосферных плит. Согласно этим представлениям [10], Сан-Андреас — это гигантский трансформный разлом по ко-

торому Тихоокеанская плита сдвигается на северо-запад относительно Северо-Американской (рис. 2). Независимо от справедливости этих представлений несомненно, что зона разломов Сан-Андреас представляет собой крупную границу раздела в земной коре, по которой в течение последних миллионов лет и в настоящее время происходит активное правостороннее сдвигание одного крупного блока коры относительно другого. Доказательства этого положения уже были систематизированы [6, 7].

Вертикальные движения на самом разломе Сан-Андреас в плиоцене не превышали первых сотен метров, за четвертичное время не отмечаются, а в настоящее время наблюдаются только на отдельных участках в связи с землетрясениями. Таким образом, величины и скорости вертикальных движений по разлому на несколько порядков уступают соответствующим показателям горизонтальных сдвиговых перемещений. То же относится и к современным движениям.

Современные горизонтальные движения по разломам системы Сан-Андреас изучаются в течение многих лет разными методами (см., например, обзоры [6, 8, 9]).

Комплекс инструментальных наблюдений, так же как и геологические данные, однозначно свидетельствует о продолжающемся в настоящее время правостороннем смещении и по основному разлому Сан-Андреас, и по сопровождающим и оперяющим его продольным разломам. Измеряемая на отдельных разломах скорость современных перемещений крыльев составляет 1—3 см/год. Через всю зону разломов шириной 100—200 км (в южной части зоны) она может достигать 5—8 см/год.

Важной особенностью современных сдвиговых перемещений является их неравномерность по протяжению разлома и во времени, а также характер связи с сейсмичностью. Сдвигание происходит непрерывно или прерывается кратковременными периодами остановок на участках с постоянной сейсмичностью, между тем как на участках со спорадической сейсмичностью в течение многих десятилетий перемещения могут не обнаруживаться<sup>1</sup>. На этих последних участках наблюдались максимальные (из известных) перемещения крыльев разлома (на 6—10 м) во время сильнейших землетрясений 1857 и 1906 гг.

На рис. 3 показаны участки зоны разломов Сан-Андреас, на которых были зарегистрированы медленные горизонтальные движения за периоды 1959—1968 и 1969—1971 гг., и величины смещений за эти годы. Движения происходили в основном на участке от Сан-Франциско до разлома Гарлок. Смещения были неодинаковыми по длине зоны и достигали максимума на участке между городами Паркфилд и Чоламе.

**Сейсмичность.** Рассматриваемая территория отличается высокой сейсмичностью и является одним из наиболее изученных в этом отношении районов мира. Для характеристики сейсмичности была использована карта эпицентров всех известных землетрясений Калифорнии и сопредельных территорий с  $M \geq 5,5$  (рис. 4) и карта, характеризующая суммарную выделенную сейсмическую энергию (рис. 5).

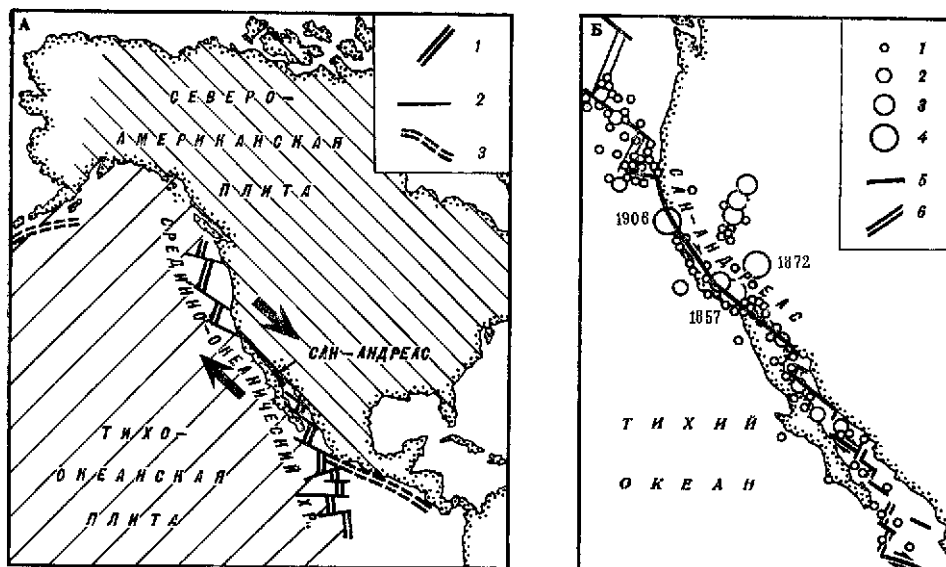
Карта эпицентров составлена по сводкам [17, 21, 22, 29] с учетом других публикаций, в частности, для северных и южных окончаний региона.

Карта, показанная на рис. 5, составленная А. Райелом и др. [48], характеризует сейсмичность за период с 1769 по 1961 г. На ней приведены изолинии величины  $F$ , которую авторы карты называют «потокотектонической энергии» (*tectonic flux*):

$$F = \frac{1}{AT} \iint J^{1/2} dA dT, \quad (1)$$

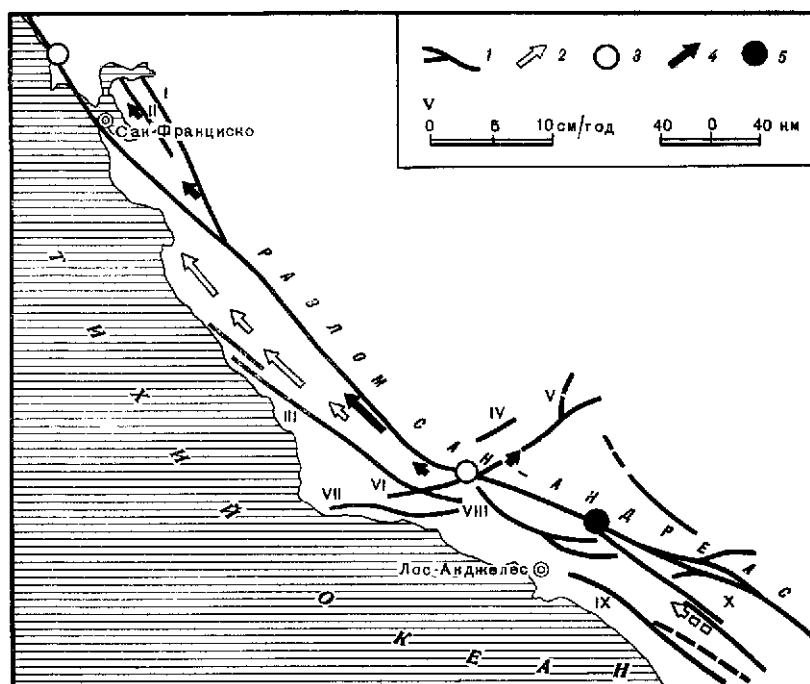
где  $A$  — площадь,  $T$  — время наблюдения,  $J$  — энергия отдельного землетрясения. Авторы работы [48] считают, следуя Г. Беньоффу, что выражение

<sup>1</sup> Подробнее о двух типах сейсмичности см. ниже.



**Рис. 2.** Схема положения зоны разломов Сан-Андреас на границе плит согласно концепции тектоники плит [10]

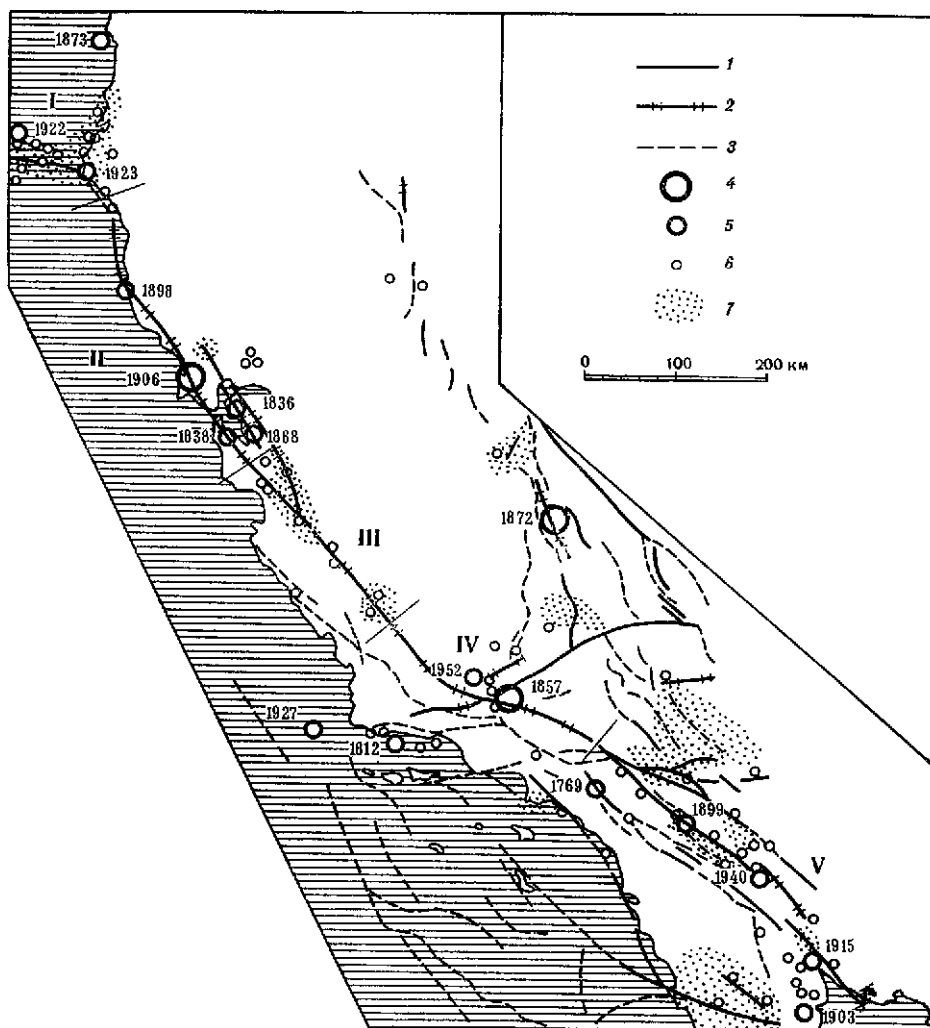
А — общая схема: 1 — участки срединно-океанического хребта, 2 — трансформные разломы, 3 — глубоководные желоба; Б — положение разлома Сан-Андреас и связанные с ним землетрясения. На рис. Б магнитуды землетрясений: 1 —  $M = 5,5 \div 6,5$ ; 2 —  $M = 6,6 \div 7,0$ ; 3 —  $M = 7,1 \div 7,7$ ; 4 —  $M \leq 7,8 \div 8,25$ ; числа у кружков — годы; элементы структуры: 5 — разломы типа трансформных, 6 — гребни срединно-океанического хребта.



**Рис. 3.** Схема современных горизонтальных движений по системе разломов Сан-Андреас (по Р. Хофману).

1 — активные разломы: I — Калаверас, II — Хэйуорд, III — Насименто, IV — Уайт-Волф, V — Гарлок, VI — Биг-Пайн, VII — Санта-Инез, VIII — Сан-Габриэль, IX — Инглвуд, X — Сан-Джасинто; 2 — смещение по разлому Сан-Андреас в среднем за 1959–1968 гг., 3 — участки разлома, где смещения в этот период отсутствовали; 4 — смещение по разлому в Сан-Андреас в среднем за 1969–1971 гг., 5 — участки, где смещения в этот период отсутствовали.





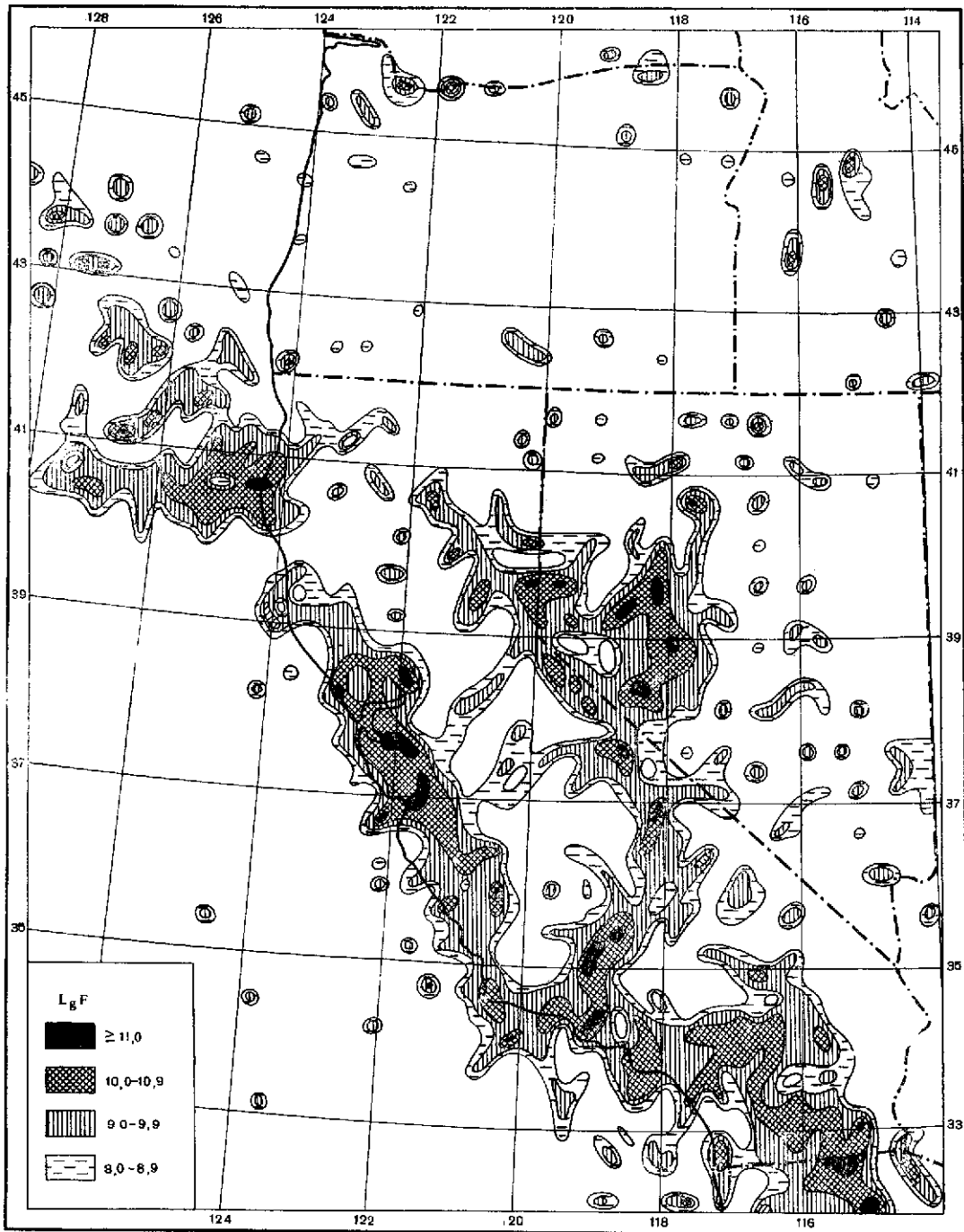
**Рис. 4.** Карта сейсмичности Калифорнии. Составлена по данным сводок [19—21, 27]

1 — разломы системы Сан-Андреас и Невады, активные в позднем кайнозое; 2 — то же, активные во время известных землетрясений; 3 — прочие разломы; эпицентры землетрясений (числами обозначены годы землетрясений): 4 —  $M \geq 8$ ; 5 —  $7 \leq M < 8$ ; 6 —  $6 \leq M < 7$ ; 7 — области, в пределах которых зарегистрировано большое число слабых землетрясений; I—V — участки зоны разломов Сан-Андреас, различающиеся по характеру сейсмичности

(1) определяет суммарную деформацию, высвобождающуюся за счет землетрясений на единице площади и за единицу времени. Однако в действительности величина  $F$  дает лишь формальную характеристику сейсмичности <sup>1</sup>.

Землетрясения за последующие годы, по-видимому, не внесут серьезных изменений в эту карту, поскольку в зоне разлома в 1961—1973 гг. не было ни одного землетрясения с  $M \geq 7$ , которые дают основной вклад в сумму высвобождаемой энергии. Землетрясения с  $M \geq 5,5$  (их было 12) в основном приурочены к скоплениям эпицентров прошлых лет. Землетрясения Сан-Фернандо 1971 г. ( $M = 6,6$ ) и Пойнт Муту 1973 г. ( $M \sim 6$ ) дадут повышение величины  $F$  в западной части Поперечных хребтов.

<sup>1</sup> Согласно современным представлениям теория Бенъоффа не позволяет вычислять физические параметры очагов землетрясений, в том числе деформацию. Это было показано Б. В. Костровым [3]. Но в этой же работе отмечается, что величину  $J^{1/2}$  можно считать «одним из возможных способов компактного представления данных наблюдений».



**Рис. 5.** Карта, характеризующая выделение сейсмической энергии за 1769–1961 гг. [48]

Изолинии величины  $F = \frac{1}{AT} \iint J^{\frac{1}{2}} dA dT$

При рассмотрении карты эпицентров умеренных и сильных землетрясений (рис. 4) хорошо видна неравномерность их распределения. В самой зоне разломов Сан-Андреас выделяются участки сгущения эпицентров: в окрестностях уступа Горда, в окрестностях залива Сан-Франциско, на юго-востоке зоны (вокруг оз. Солтон Си) и, наконец, около вершины Калифорнийского залива.

Для системы разломов в целом можно выделить еще два участка сгущения эпицентров: канал Санта Барбара и участок севернее сочленения разломов Сан-Андреас и Гарлок. Отдельные эпицентры видны также в основании Калифорнийского полуострова и в дальних окрестностях Лос-Анджелеса.

Аналогичные участки можно выделить при рассмотрении карты потока тектонической энергии.

На карте эпицентров и карте величины  $F$  выделяются и «пустые места»: между побережьем и Сьерро-Невадой — в Большой Долине, в пустыне Мохаве, на юго-востоке Калифорнии на границе с Аризоной, между разломами Сан-Джасинто и Акуа Бланка на юге.

Помимо пространственного распределения эпицентров землетрясений, важен также характер их распределения во времени.

Ранее было предложено выделять в системе разломов Сан-Андреас сейсмически активные участки двух типов: с продолжающейся (постоянной) и со спорадической сейсмичностью [44] или сейсмически активные и неактивные в настоящее время участки [20]. Первые из них характеризуются наличием крипа и большого числа часто повторяющихся землетрясений относительно небольшой энергии ( $M \leq 7$ , в отдельных случаях более), эпицентры которых не обязательно расположены на самом разломе. В участках второго типа крип проявляется эпизодически или совсем не проявляется, и происходят редкие землетрясения большой энергии ( $M \geq 8$ ) с крупными смещениями непосредственно по зоне разлома.

На рис. 4 показано разделение зоны разломов Сан-Андреас на участки с постоянной сейсмичностью (I, III, V) и участки со спорадической сейсмичностью (II, IV), согласно К. Аллену [20].

Наиболее яркими проявлениями спорадической сейсмичности за последние 150 лет были землетрясения 1906 г. ( $M = 8,2$ ) с эпицентром севернее Сан-Франциско на участке II и 1857 г. ( $M \geq 8$ ) с эпицентром южнее соединения с разломом Гарлок на участке IV. При этих землетрясениях смещения проявились на участках разлома Сан-Андреас длиной около 350 и около 400 км соответственно [20, 48]. Кроме них, за этот период на участке II произошло еще четыре сильных землетрясения ( $7,1 < M < 7,7$ ): в 1836, 1838, 1868 и 1898 гг., из них два были связаны со смещениями по разлому Хэйуорд и только два — со смещениями по разлому Сан-Андреас. На участке IV имело место только одно землетрясение с  $7,1 < M \leq 7,7$  (1952 г.), но его эпицентр лежал не на Сан-Андреасе, а у конца разлома Уайт-Волф (подробнее см. [8, 48]). На обоих этих участках не было ни одного землетрясения с  $M$  от 6,6 до 7,1 и очень мало землетрясений с  $M$  от 5,5 до 6,5. Таким образом, на этих участках практически отсутствуют слабые и умеренные и наблюдаются отдельные катастрофические или сильные землетрясения.

**Поле напряжений.** Одно из первых определений ориентировки напряжений, которые могли создать систему разломов Сан-Андреас, принадлежит Б. Уиллису [59]. Предполагая, что крупное сдвиговое нарушение должно формироваться в одной из плоскостей действия  $\tau_{\max}$ , он заключил, что при простирании сдвига с азимутом примерно СЗ 315—320°, сжимающие усилия должны быть субмеридиональными, возможно со слабым отклонением ССВ — ЮЮЗ. Этот вывод был подтвержден путем изучения трещиноватости и жильных образований гранитов вблизи разлома в двух массивах Центральной Калифорнии. Направление сжимающих напряжений в этих массивах было определено как почти горизонтальное (с падением 9° к югу) и с простиранием СВ 5° и СВ 15° [59]. Эти результаты, в дальнейшем были восприняты и подтверждены рядом авторов [5, 15, 18].

Для определения направления осей современного регионального поля напряжений Калифорнии могут быть использованы данные сейсмологических, геодезических и деформометрических исследований.

Изучение механизма очагов сильных землетрясений Калифорнии показало, что оси регионального сжатия простираются меридионально [34, 46, 52]. Субмеридиональное сжатие было установлено и из сейсмологических данных

по участкам Поперечных хребтов [31, 45, 57] и уступа Горда [54, 55]. Для прилежащих к Калифорнии частей Невады аналогичным способом определено региональное горизонтальное растяжение земной коры в северо-западном (290—305°) направлении [16, 49]. Растяжение в северо-запад-юго-восточном направлении по сейсмологическим данным определяется также для рифтовых участков подводных поднятий в Тихом океане к северу и югу от зоны разлома Сан-Андреас [23, 30].

Данные о вековых деформациях (в горизонтальной плоскости), полученные с помощью трехкомпонентных деформометров в обсерватории Стоун Каньон (30 км южнее г. Холлистера) и в нескольких пунктах, в том числе в Южной Неваде [24, 56], показывают простирающиеся длинные оси эллипсов деформации с азимутом СЗ-ЮВ почти во всех случаях. Установленное в обсерватории Стоун Каньон запад-северо-западное направление длинной оси эллипса деформаций поддерживает представление о субмеридиональном сжатии и субширотном расширении [24].

Имеющиеся по региону геодезические данные также позволяют определять ориентацию осей напряжений.

Геодезические данные [38, 50, 58] о правостороннем сдвигании по разломам северо-западного и левостороннем — по разломам северо-восточного простираения указывают на субмеридиональное сжатие или субширотное растяжение. На субмеридиональное сжатие в зоне Поперечных хребтов указывают геодезически измеряемые надвигания по субширотным взбросам и надвигам [19, 37, 60]. Точные триангуляции в зоне разломов Сан-Андреас, севернее Поперечных хребтов, определили направление наибольшего сжатия в период 1932—1959 гг. — север-юг с отклонением к север-северо-западу [36], а у сочленения разломов Сан-Андреас и Гарлок показали сжатие в меридиональном направлении и расширение — в широтном [38]. Анализ деформаций триангуляционных сетей пересекающих зону разломов полосами длиной 70 км у г. Холлистера и 110 км у г. Чоламе по съемкам 1930—1932 и 1951 г., показал [25] региональное сжатие порядка  $10^{-4}$  с азимутом СВ 35°, которое в полосе 15—20 км от разлома становится меридиональным.

Геодиметрические измерения 1959—1969 гг. также приводят к выводу о меридиональном сжатии и широтном растяжении севернее разлома Гарлок и аналогичном сжатии без расширения юго-восточнее, в зоне разлома Сан-Андреас между городами Сан-Бернардино и Пали Спрингс [33]. Ориентировка оси наибольшего сжатия оказывается СВ 13° на северном из названных участков и СЗ 7° — на юго-восточном [51]. На севере Центральной Калифорнии изменения длин различно ориентированных линий, измеренных в 1959—1970 гг., позволяют принять ориентировку оси  $\sigma_3$  с азимутом СВ 11° — СВ 18° [50, 53].

На фоне общего регионального субмеридионального сжатия местами около разломов в полосе 1—2 км отмечается локальное растяжение поперек или наискось к линиям разломов (например, близ г. Паркфилд и у оз. Сан-Андреас) [26, 28, 36, 40, 42]. Таким участкам могут отвечать продольные понижения и впадины вдоль зоны разломов, из-за которых она и была названа San Andreas rift [59]. (Подробнее см. ниже.)

Общие выводы относительно поля напряжений (в предположении, что направления главных деформаций и главных напряжений совпадают) можно сформулировать следующим образом.

1. Современное региональное поле напряжений характеризуется условиями активного сжатия и горизонтальным субмеридиональным направлением оси наибольшего сжатия  $\sigma_3$ . Наиболее вероятное направление оси  $\sigma_3$  — ССВ 0—15°.

2. На фоне такого регионального поля вблизи самого разлома Сан-Андреас и вблизи некоторых других разломов этой системы существуют участки локального изменения ориентации осей главных напряжений.

3. Вблизи обоих концов системы разломов Сан-Андреас в рифтах срединно-океанических поднятий (к северо-западу от уступа Горда и южнее окончания

Калифорнийского полуострова) и в переходной зоне (в троге оз. Солтон Си и в Калифорнийском заливе), а также в Неваде — преобладает северо-запад-юго-восточное расширение.

Приведенные заключения о характере современного поля напряжений согласуются с геологическими особенностями и новейшей структурой региона, что свидетельствует об унаследованности развития региона и постоянстве направления тектонических сил на протяжении нескольких последних миллионов лет.

Следует отметить, что результаты работ [11, 12, 14] <sup>1</sup> позволяют считать, что изменения ориентации осей напряжений вблизи самого разлома, так же как и наличие растяжения, действующего вдоль зоны разломов вблизи концов этой зоны, носят локальный характер и являются следствием возмущения регионального поля напряжений около крупного сдвига.

К сожалению, результаты подавляющего большинства упомянутых работ не позволяют сделать однозначный вывод о знаке второго главного напряжения, лежащего в горизонтальной плоскости. Обнаружение деформации расширения широтного или северо-запад-западного направления может иметь место и при одноосном и при двуосном сжатии, если в этом случае величина субширотного сжатия ( $\sigma_1^0$ ) составляет менее  $\frac{1}{4}$  от величины субмеридионального сжатия ( $\sigma_3^0$ ).

Весь комплекс инструментальных, сейсмологических и тектонофизических определений напряженного состояния участков земной коры позволяет считать, что, за исключением случая рифтовых зон, все три главные напряжения, как правило, являются сжимающими. Наиболее наглядно это доказывается измерениями разных авторов в горных выработках в скальных массивах различных частей, света, в том числе и на североамериканском континенте [4, 35], а также результатами О. И. Гуценко для юга Евразии [2].

Все эти данные позволяют предполагать, что второе главное горизонтальное напряжение регионального поля <sup>2</sup>, внешнего по отношению к системе разломов Сан-Андреас, должно быть либо сжимающим, либо близким к нулю.

## 2. СХЕМА РАЗЛОМОВ И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В настоящей работе мы воспроизводили на упругих моделях, описанных выше <sup>3</sup>, систему разломов зоны Сан-Андреас, показанную на рис. 1. За основу схемы разрывов была взята карта разломов Калифорнии [41]. Мы ограничились континентальной территорией, где крупные и активные разломы уверенно закартированы и представляют единую систему со смещениями правосторонними по северо-западным и левосторонними по северо-восточным и широтным разломам. Из подводных на модели был воспроизведен только разлом на уступе Горда. При воспроизведении разломов на модели пришлось сделать ряд упрощений: соединить некоторые разрывы, исключить отдельные короткие разрывы, воспроизводить все разрывы вертикальными разрезами.

В соответствии с выводами из работ, рассмотренных выше, мы приняли, что региональное поле напряжений соответствует условиям активного горизонтального сжатия при меридиональной или субмеридиональной ориентировке оси наибольшего сжатия  $\sigma_3^0$ . Второе главное напряжение в горизонтальной плоскости также должно быть сжимающим, но заметно меньше  $\sigma_3$ . Мы приняли его равным нулю. Отметим, что согласно экспериментам <sup>3</sup> добавление второго главного сжимающего напряжения  $\sigma_1$ , если оно в 2—3

<sup>1</sup> См. также статьи Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой и настоящем сборнике.

<sup>2</sup> Авторы работ [5, 59] считают это напряжение алгебраически максимальным главным напряжением, т. е. величиной  $\sigma_1^0$

<sup>3</sup> См. статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике

раза меньше  $\sigma_3$ , не вызовет существенного изменения локального поля  $\tau_{\max}$  в зоне разломов.

Необходимо отметить весьма важное обстоятельство. Исходное поле напряжений ненарушенной модели соответствует действию на нее уравновешенной системы сил, постоянной во времени. Поэтому и перестройка этого поля дает неподвижную, статическую, картину локального поля. Между тем участок коры представляет границу двух непрерывно движущихся блоков или плит литосферы, что, по-видимому, отвечает условиям сдвигания с некоторой постоянной в среднем скоростью. При этом в принципе должно происходить накопление деформаций во времени, сопровождающееся изменением напряжений. Время от времени происходят локальные нарушения устойчивости процесса, выражающиеся в срывах по участкам уже существующих разломов или в образовании новых. Они сопровождаются значительными смещениями и сейсмическими колебаниями за счет освободившейся энергии. Таким образом, как уже говорилось выше, процесс деформирования земной коры в грубых чертах можно представить как равновесный процесс ползучести, который локально во времени и в пространстве сменяется динамическими явлениями, а затем снова какое-то время протекает статически. Создать адекватную природе модель процесса пока что очень трудно. Приходится ограничиваться изучением статической модели, но, разумеется, такой, которая основывается на бесспорно установленных фактах. Получаемую на модели статическую картину можно рассматривать как отдельный кадр процесса ползучести для фиксируемой сегодня системы региональных сил и системы разрывов, близкой к природе.

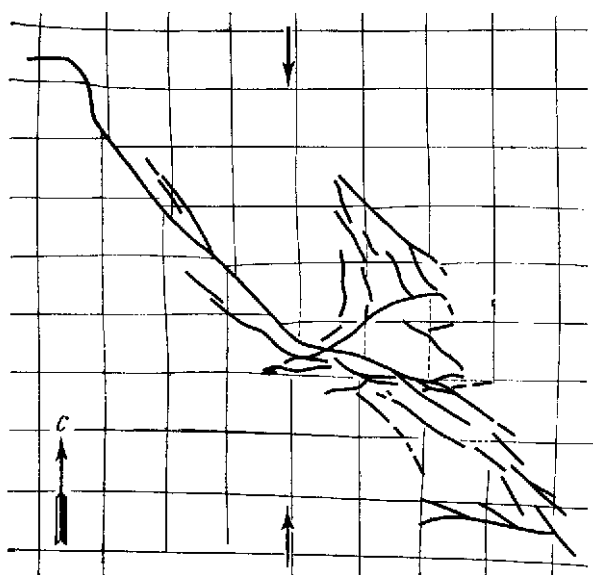
Модели исследовались при двух вариантах ориентации оси  $\sigma_3$ : меридиональной ( $\angle\varphi = 0$ ) и с азимутом  $11^\circ$  ССВ ( $\angle\varphi = 11^\circ$ ). Кроме того, для рассмотрения влияния ориентации оси  $\sigma_3$  на распределение напряжений был рассмотрен вариант крайнего возможного положения оси  $\sigma_3$ , с азимутом  $35^\circ$  СВ ( $\angle\varphi = 35^\circ$ ).

Эксперименты проводились по методике, описанной выше. В средней части ненарушенных моделей осуществлялось однородное одноосное сжатие. Напряжения доводились до величины, отвечающей появлению в модели чувствительной окраски. Назовем эту величину  $\tau_{\max}^0$ . После этого в модели поочередно создавались вертикальные прорезы. На первом этапе создавался разрез, воспроизводящий собственно Сан-Андреас, на втором этапе — Гарлок с его западным продолжением, на следующих этапах последовательно воспроизводились остальные разломы. На каждом этапе проводилась фиксация возникающей в модели картины изохром, а в отдельных случаях — искажений сетки, предварительно нанесенной на поверхность модели, и роста отрывов у концов системы разрывов.

### 3. ИЗУЧЕНИЕ СМЕЩЕНИЙ В МОДЕЛИ ЗОНЫ РАЗЛОМОВ

Приступая к моделированию, мы намеревались исследовать лишь локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  системы разломов. Однако при работе с моделями, особенно когда система разрывов наносилась в крупном масштабе, оказалось, что наличие столь протяженной зоны сдвигания приводит к ощутимым смещениям берегов разрывов, к появлению участков раздвигания шва основного разрыва и, наконец, к формированию у краев зоны крупных отрывов. Оказалось, что эти особенности системы разрывов в модели, упругой и разрушающейся только отрывами, могут быть сопоставлены с некоторыми особенностями морфологии зоны разломов Сан-Андреас. После этого смещения соседних блоков в модели стали изучаться целенаправленно, причем проводились исследования двух типов.

В исследованиях первого типа зоны разломов воспроизводилась на модели в масштабе  $1 : 6,0 \cdot 10^6$ . На поверхность недеформированной модели наносилась прямоугольная сетка. Фотографируя модель после ее нагружения,



**Рис. 6.** Искажения прямоугольной сетки на поверхности модели после ее нагружения и смещения по разрывам, имитирующим систему разломов Сан-Андреас

можно было наблюдать за искажениями сетки и смещениями ее линий по зоне разрывов.

При малых напряжениях в модели ( $\tau_{\max} < 0,4\tau_{\max}^0$ ) смещения по разрывам, имитирующим разломы, визуально не наблюдаются. При обычном уровне напряжения ( $\tau_{\max} = \tau_{\max}^0$ ) сетка искажается во всей зоне разломов (рис. 6). Изгиб «широтной» линии есть даже севернее «мыса Мендосино»<sup>1</sup>. Наиболее сильно выражены смещения по разрыву на участке между городами Чоламе и Сан-Франциско, их величина максимальна в «районе Паркфилда» (5—6 мм). Южнее «разлома Гарлок» наблюдается изгиб «широтных» линий, но смещения по отдельным разломам визуально незаметны. Изгиб распределен по широкой зоне (в природе ~100 км) к западу от «разлома Сан-Андреас». Наибольший изгиб наблюдается у линии, проходящей южнее «разлома Гарлок» (рис. 6).

Таким образом, на модели заметные смещения берегов разрыва наблюдаются на том же участке одиночного и сравнительно прямолинейного простираения разлома Сан-Андреас, от разлома Гарлок до залива Сан-Франциско, на котором наблюдаются активные современные движения (рис. 3). Южнее «разлома Гарлок» деформации в модели, как и в природе, происходят в широкой зоне, а смещения по отдельным разрывам не наблюдаются. Таким образом, области наиболее заметных смещений по разрыву в модели и разлому в природе располагаются примерно одинаково<sup>2</sup>.

В исследованиях второго типа зона разломов Сан-Андреас воспроизводилась на модели в более крупном масштабе ( $1 : 4,9 \cdot 10^6$ ). В этом случае растягивающие напряжения локального поля  $\sigma_1$  в секторах растяжения у концов зоны, ориентированные согласно рис. 6 (с. 153) вдоль простираения разрыва, превзошли прочность материала модели и у концов зоны началось развитие отрывов. При этом проявились участки раздвигания шва разрыва.

Механизм образования вдоль шва разлома (сдвига) чередующихся участков сильного сжатия и раздвигания из-за отклонения отдельных участков

<sup>1</sup> Здесь и ниже часто придется, упоминая какие-то участки системы разрывов в модели, использовать название городов, разломов или их окрестностей, отвечающие аналогичным участкам системы разломов в природе. Чтобы каждый раз не пояснять, что речь идет о модели, а не о природе, мы в таких случаях будем брать названия разломов или городов в кавычки.

<sup>2</sup> Следует отметить, что смещения берегов разрывов определяются в природе упругими, пластическими, вязкими и квазивязкими (за счет смещения по мелким разрывам) деформациями, а в модели — только упругими деформациями. Поэтому сопоставлять картины смещений в природе и на модели можно только качественно.

шва от генерального простирания зоны был описан и объяснен А. В. Лукьяновым [6] на примере ряда крупных зон разломов, в том числе зоны Сан-Андреас. В соответствии со схемой из [6] в изучаемом случае правого сдвига с простиранием  $S3$   $15\text{--}20^\circ$  шов разрыва должен раздвигаться на участках, отклоненных от простирания зоны по часовой стрелке. На рис. 7 показаны стадии нанесения на модель разрывов и возникшие в ней отрывы и участки раздвигания шва.

На первой стадии был нанесен отрезок, имитирующий участок разлома Сан-Андреас от мыса Горда до Гарлока. На обоих концах разлома возникла сильная концентрация напряжений  $\tau_{\max}$ , вдоль разрыва — их сильное понижение. На второй стадии «разлом Сан-Андреас» был прорезан до «южного» конца. На этот конец разрыва переместился максимум напряжений. И практически сразу же у этого конца разрыва начал развиваться перпендикулярный ему отрыв. На этой стадии стали заметны две зоны раздвигания шва «Сан-Андреаса»: на «субмеридиональном» участке вблизи «северного» конца разлома, между «мысом Мендосино» и «мысом Пойнт-Арена» (А) и на участке изменения простирания в «южной части Сан-Андреаса» (D) (рис. 7, а).

На третьей стадии были нанесены прорезы, имитирующие разлом Гарлок и его западное продолжение Биг-Пайн. Максимумы  $\tau_{\max}$  у концов «разлома Сан-Андреас» при этом заметно увеличились, отрыв на «юго-восточном» конце «Сан-Андреаса» удлинился вдвое. При этом отчетливо проявились еще две зоны раздвигания шва: около «залива Сан-Франциско» (B) и на участке «севернее города Чоламе» (C) (рис. 7, б).

На четвертой стадии были нанесены все продольные разломы зоны Сан-Андреас и прилегающих участков штата Невада, расположенные к северу от Гарлока. При этом концевые максимумы еще выросли. Орыв на «юго-восточном» конце удлинился почти вдвое по сравнению с третьей стадией, причем стало заметно, что он изгибается вниз, «к югу». Кроме того, появился новый отрыв «на северо-западном конце «Сан-Андреаса». Поскольку этот участок расположен «широотно», отрыв у его конца, начавший расти перпендикулярно этому участку, оказался «меридиональным». Зона раздвигания шва А стала зиять сильнее, остальные почти не изменились.

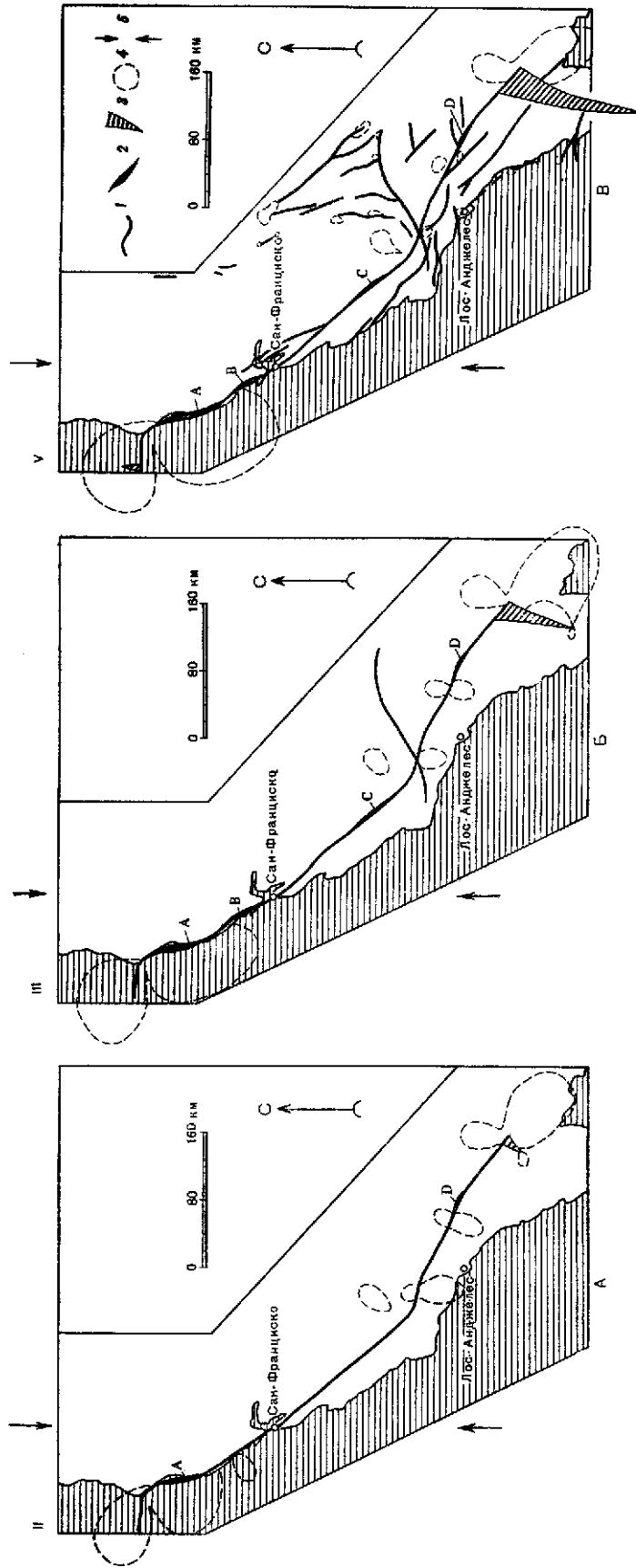
На пятой стадии были нанесены все остальные разрывы «к югу от Гарлока». После этого все зоны раздвигания шва «Сан-Андреаса» и отрыв на его «юго-восточном» конце остались практически такими же, как на четвертой стадии. Орыв на «северо-западном» конце вырос примерно вдвое (рис. 7, в).

И, наконец, на шестой стадии был нанесен еще один разрез, «к северо-северо-востоку» от «мыса Мендосино» вдоль побережья. Разлом такого направления предполагался в этом месте некоторыми геологами. Так как здесь действовали высокие растягивающие напряжения, эта прорезь тотчас превратилась в отрыв, который быстро вырос до 5—7 см. Этот результат показывает малую вероятность существования в этом месте активного разлома.

Интересно отметить, что из четырех зон раздвигания шва только две зоны (А и В) возникли в соответствии со схемой из [6]. Две другие зоны (С и D) лежат на участках, не соответствующих требованиям этой схемы. Можно предполагать, что появление этих зон определяется тем, что из-за больших смещений по разрыву (после появления на его южном конце отрыва) местами сближаются участки крыльев с неодинаковыми очертаниями шва. При этом берега разрыва могут или несколько расходиться, или сильно прижиматься друг к другу. В последнем случае около этого места может возникнуть локальный максимум  $\tau_{\max}$ .

При воспроизведении на модели системы разрывов Сан-Андреас в более мелком масштабе, который использовался в большинстве экспериментов, отрывы на концах зоны сами не образовывались. Раздвигание шва также не наблюдалось, за исключением зоны А, которая проявилась на всех моделях. На всех последующих моделях с мелким масштабом карты разрывов мы продолжали зону разломов южнее, чем на рис. 7, нанося после «южного конца Сан-Андреаса» еще три параллельных ему небольших разрыва, ими-





**Рис. 7.** Схема расположения участков раздвижения шва и образования отрывов в модели системы разломов Сан-Андреас ( $\varphi = 0$ )

А, Б, В — различные стадии (II, III, V) воспроизведения в модели разрезов, имитирующих разрывы системы. Показано появление в модели участков раздвижения шва разлома и разрастание отрывов у концов зоны разлома. 1 — разломы; 2 — участки раздвижения шва основного разлома; 3 — отрывы (раздвиги), растущие от концов зоны разлома; 4 — линии, выделяющие участки действия повышенных напряжений  $\tau_{max}$ ; 5 — направление оси  $\sigma_3^0$  регионального поля напряжения

тирующих трансформные разломы. В природе между ними заключены смещенные участки срединно-океанического хребта с рифтовой зоной. Чтобы стимулировать рост отрыва, в одном из опытов мы имитировали прорезями эти поперечные участки рифтов и повысили исходное напряжение в 2 раза выше обычного уровня. После этого на конце последнего из этих трех разрывов стал развиваться отрыв, а по каждому из них произошло сильное смещение, и на месте прорезей (рифтов) возникли зияющие раздвиги. Отрыв имел такое же простирание и форму, как «южный» отрыв на рис. 7, только был значительно смещен к «юго-востоку» и развивался на месте «Калифорнийского залива». Таким образом, место формирования отрыва определяется местоположением конца активной части зоны разломов. Возникновение отрыва у южного конца зоны разломов в модели соответствует по положению и близко по форме крупной природной структуре растяжения, каковой считается Калифорнийский залив (см., например, [6, 10]). Отрыв «близмеридионального» простирания у «северо-западного» конца зоны разрывов в модели может соответствовать в природе срединному рифту северо-северо-восточного простирания внутри поднятия Горда. Таким образом, оба крупных отрыва, возникающих в модели у концов зоны разломов, в какой-то степени могут быть сопоставлены со структурами растяжения (и опускания поверхности) в природе.

Чтобы провести такое же сопоставление для участков раздвигания шва разлома, необходимо было установить, имеются ли в природе (и в каких местах зоны) молодые продольные приразломные грабены. При рассмотрении комплекса геоморфологических, геологических и геофизических данных выяснилось, что узкие продольные грабены вдоль зоны разломов Сан-Андреас действительно имеют место, хотя не везде выражены морфологически и доказываются с разной степенью надежности.

По геоморфологическим и геологическим данным надежно выделяются узкие депрессии вдоль линии разлома Сан-Андреас южнее и севернее залива Сан-Франциско (с оз. Сан-Андреас и зал. Томалес) (рис. 8). Хотя не ясно, соединяются ли эти депрессии друг с другом, их внешние границы близки к окончаниям раздвиги шва на отрезке шва разрыва В в модели (рис. 7). На том же отрезке системы Сан-Андреас, вдоль параллельного Сан-Андреасу разлома Калаверас по гравитационной аномалии намечен узкий продольный грабен. Он выполнен отложениями мощностью свыше 4 км, но на поверхности почти не выражен.

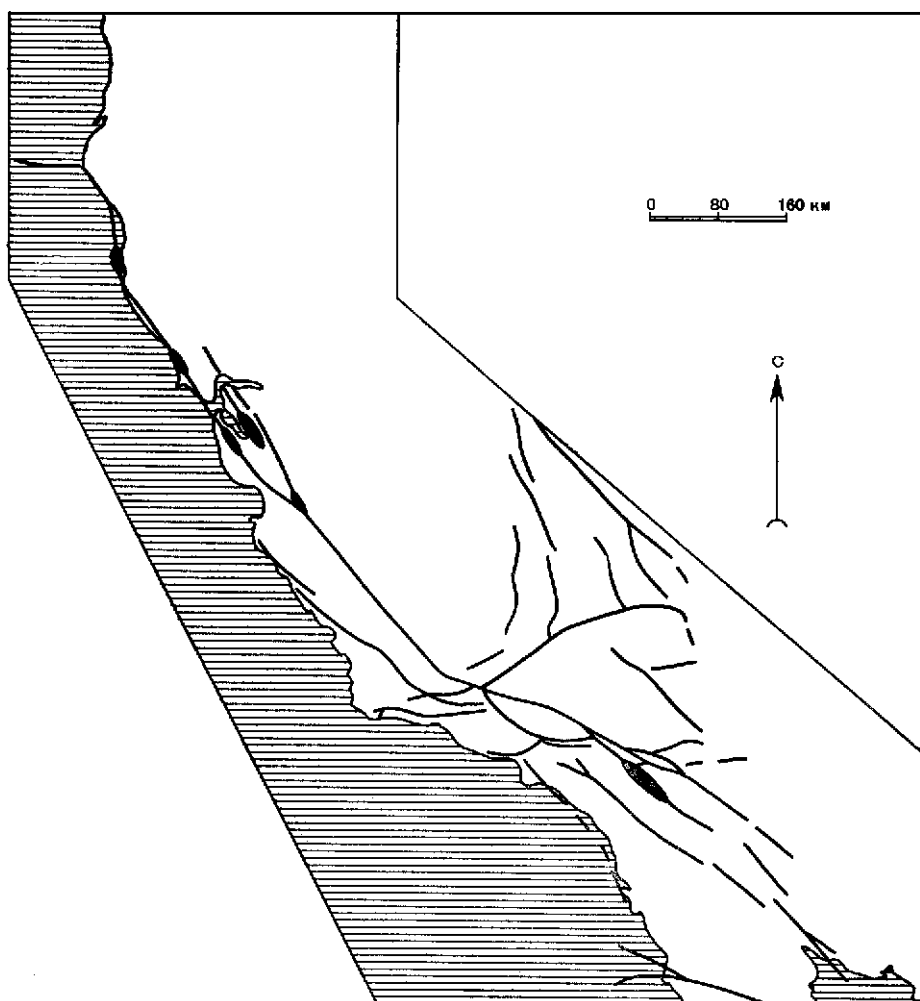
По морфологическим и геологическим признакам надежно установлен узкий продольный грабен в южной части системы разломов вдоль средней части активного разлома Сан-Джасинто [27]. Ширина грабена 3—4 км, фундамент в нем опущен не менее чем на 2 км. Имеются доказательства синхронности возникновения грабена и сдвига по разлому. Этот грабен расположен точно на том же отрезке системы, что и отрезок шва D на модели, хотя и вдоль параллельного разлома.

Относительно существования приразломного грабена севернее Поперечных хребтов на равнине Карризо, который бы соответствовал участку С на модели, данных найти не удалось.

На шельфе между мысами Мендосино и Пойнт-Арена продольное понижение, отвечающее отрезку шва А на модели, не выделяется. Но это может быть результатом заполнения продуктами выноса рек. Узкая продольная отрицательная аномалия силы тяжести западнее разлома Сан-Андреас [32] может быть отражает грабенообразную структуру, аналогичную намечаемой вдоль разлома Калаверас.

Нет никаких геоморфологических и геологических признаков наличия структур растяжения на участке Поперечных хребтов, где, напротив, очень яркие признаки субмеридионального сжатия [6, 7, 15, 60].

Таким образом, проведенное сопоставление, во-первых, подтверждает наличие узких приразломных структур растяжения вдоль зоны разломов Сан-Андреас, аналогичных установленным на моделях. Во-вторых, положе-



**Рис. 8.** Расположение на местности известных структур растяжения в системе разломов Сан-Андреас

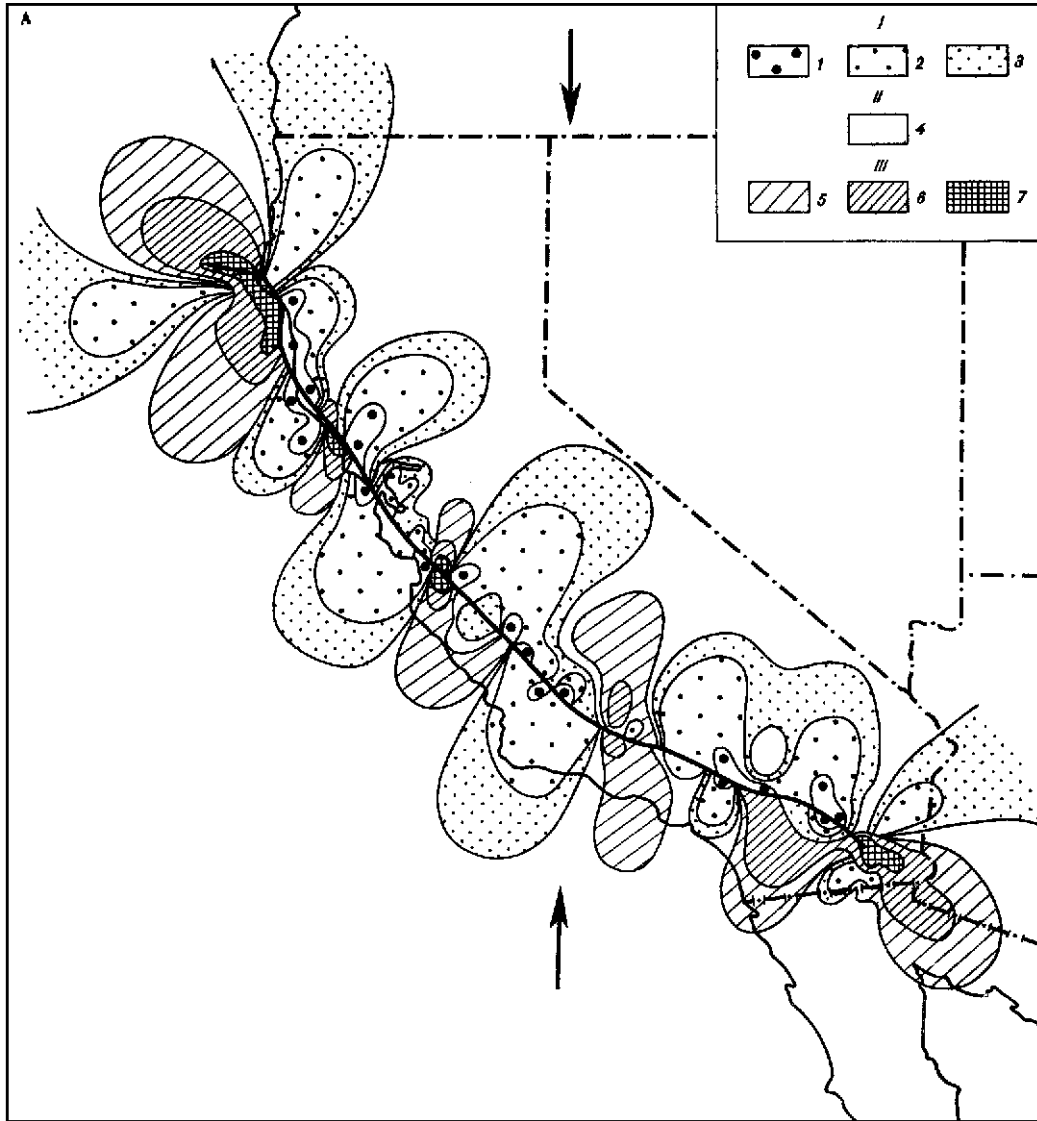
ние известных грабенов вдоль зоны разломов не противоречит распределению участков местного раздвигания шва на модели.

В большинстве экспериментов отмечалось поднятие южного крыла разрыва на участке, соответствующем в природе участку вдоль уступа Горда и до залива Сан-Франциско, относительно северного крыла. В природе южное крыло уступа Горда также поднято над северным. В модели этот эффект легко объяснить тем, что на участках сжатия материала у конца разрыва толщина модели увеличивается, а на участках растяжения — уменьшается. Не исключено, что в природе у концов крупного сдвига проявляется тот же самый эффект.

#### **4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ СИСТЕМЫ РАЗЛОМОВ САН-АНДРЕАС И СОПОСТАВЛЕНИЕ ЕГО С СЕЙСМИЧНОСТЬЮ**

**Моделирование.** При изучении локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  система разрывов наносилась на модель в масштабе  $1 : 6 \cdot 10^6$ .

Как уже говорилось, были рассмотрены меридиональная ( $\angle\varphi = 0$ ) и субмеридиональная ( $\angle\varphi = 11^\circ$ ) ориентации оси  $\sigma_3$ , отвечающие наиболее

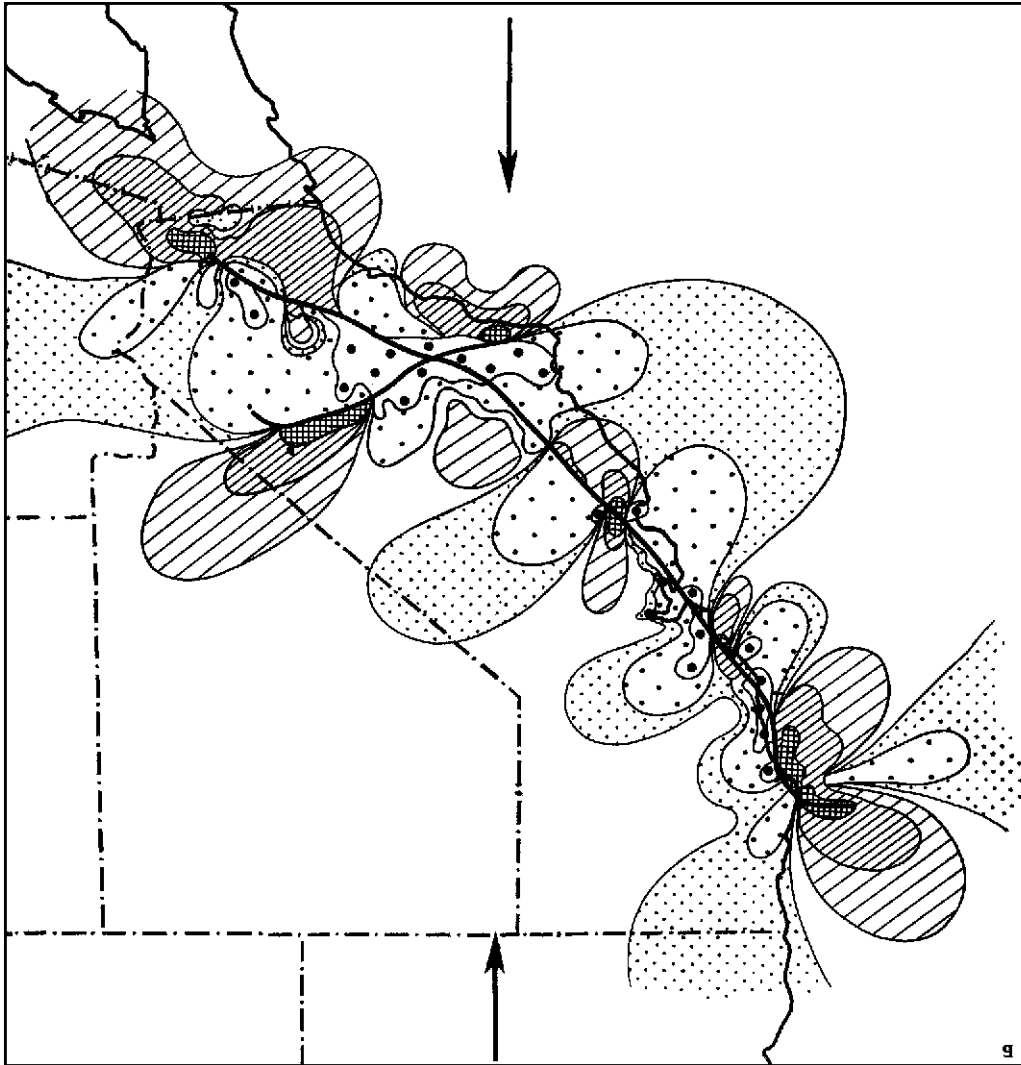


**Рис. 9.** Локальное поле  $\tau_{\max}$  в модели ( $\varphi = 0^\circ$ ); имитированы только разлом Сан-Андреас (А), разломы Сан-Андреас, Гарлок и Биг-Пайн (Б) и вся система разломов Сан-Андреас (В)

Штриховка показывает величину относительного изменения  $\tau_{\max}$  и соответствует изохромам определенной окраски I — понижение  $\tau_{\max}$ : 1 — от 50 и выше до 25%; 2 — от 25 до 13—15%; 3 — от 13—15 до 1—2%; 4 —  $\tau_{\max}$  практически не изменяется; II — повышение  $\tau_{\max}$ : 5 — от 1—2 до 5—6 %; 6 — от 5—6 до 20 %; 7 — от 20 до 80% и выше; 8 — направление оси  $\sigma_3$  исходного поля

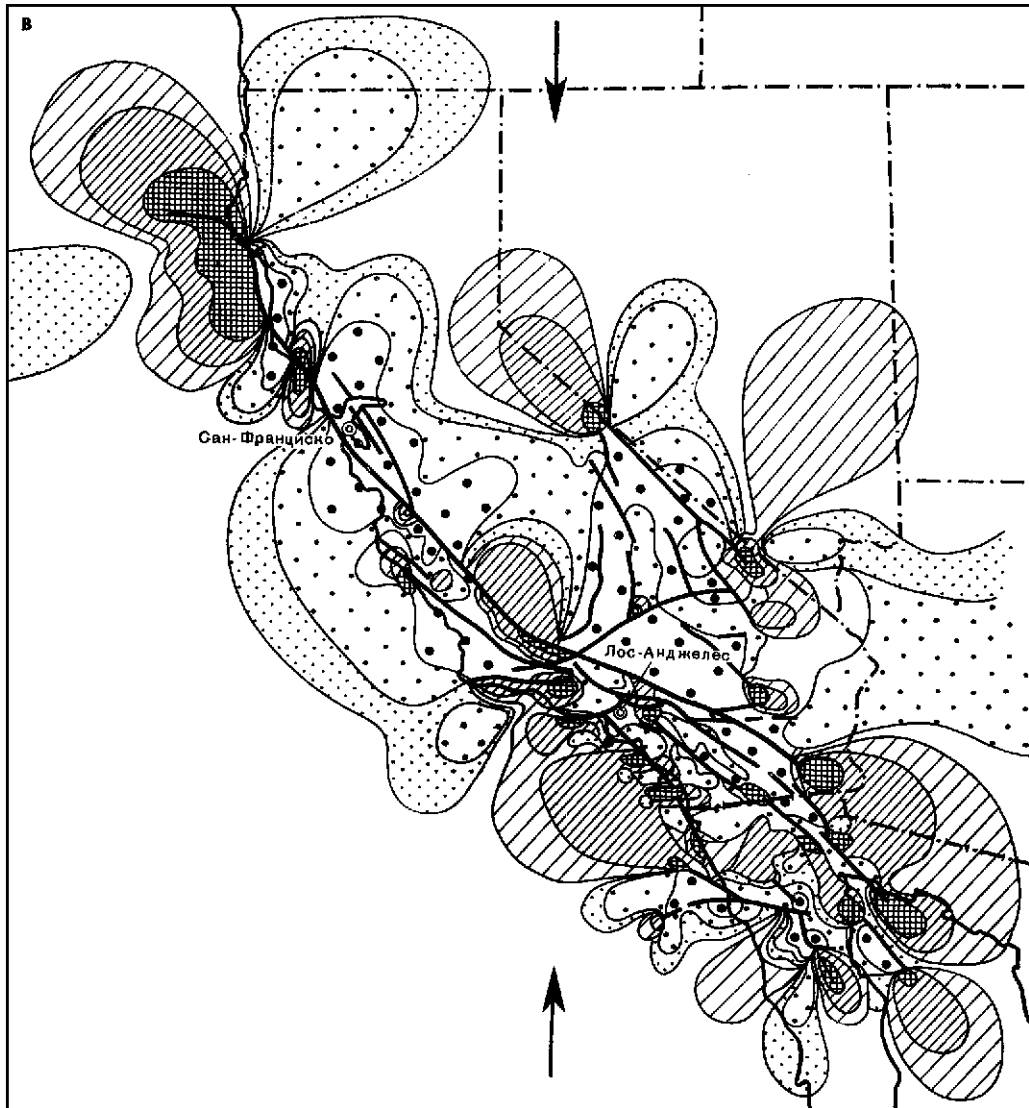
возможному положению оси  $\sigma_3$  по данным наблюдений. Кроме того, был рассмотрен крайний случай возможного положения оси  $\sigma_3$  ( $\angle\varphi = 35^\circ$ ).

При всех вариантах ориентации оси  $\sigma_3$  разрезы, имитирующие основные разломы зоны, создавались поочередно в том порядке, который отвечает возможной последовательности их возникновения. Вначале наносился разрез, имитирующий собственно разлом Сан-Андреас, затем разрезы, изображающие Гарлок и Биг-Пайн, далее поочередно имитировались все разрывы системы Сан-Андреас севернее и южнее и, наконец, прилежащие к Гарлоку разломы в Неваде и на границе с ней.



**Рис. 9.** (Продолжение)

Рассмотрим результаты серии экспериментов, проведенных при меридиональном положении оси  $\sigma_3$ . На рис. 9 показаны локальные поля  $\tau_{\max}$  в модели с разрезами, имитирующими собственно Сан-Андреас, Сан-Андреас с Гарлоком и Биг-Пайном и всю систему разломов Сан-Андреас. Поле  $\tau_{\max}$  на рис. 9, А имеет два резко выраженных крупных максимума вблизи концов разрыва. Вдоль самого разрыва из-за наличия ряда местных отклонений от прямолинейного простираения наблюдается не единая область понижения  $\tau_{\max}$ , как у плоского разрыва (см. рис. 4, с. 150), а серия участков понижения  $\tau_{\max}$ , переходящих из одного крыла разрыва в другое, разделяемая в нескольких местах участками локального повышения  $\tau_{\max}$ . Наиболее крупные из них располагаются у резкого изгиба простираения разрыва. Нанесение поперечных разрывов (рис. 9, Б) практически не изменяет северную часть локального поля разрыва и незначительно влияет на его южное окончание. Основные изменения поля наблюдаются при этом в окрестностях поперечных разрывов. На северном крыле «разлома Гарлок» и на южном крыле «разлома Биг-Пайн» появляются концевые максимумы, а вся область вокруг пересечения разрывов оказывается участком понижения  $\tau_{\max}$ .



**Рис. 9.** (Окончание)

Нанесение всех остальных разрывов системы (рис. 9, В) сильно увеличивает площадь максимума  $\tau_{\max}$  у «северного» конца «Сан-Андреаса» и приводит к возникновению резко дифференцированной картины распределения напряжений в области, отвечающей территории всего штата Калифорнии, а также участкам, граничащим с ней на западе, юге и востоке. В целом эта схема характеризуется сложным сочетанием обширных по площади участков действия высоких напряжений и участков действия заметно пониженных напряжений  $\tau_{\max}$ . Первые из этих участков в основном связаны с окончаниями крупных разрывов: окрестности «уступа Горда» — «юго-восточное» окончание зоны разрывов, два максимума в «Неваде» и др., и с резкими изгибами простирания зоны: участок «севернее» «Гарлока» и др. Участки значительного понижения  $\tau_{\max}$  тяготеют к крупным прямолинейным сегментам разрывов: окрестности почти прямолинейного участка «разлома Сан-Андреас» в «северной и центральной Калифорнии», включающие «заливы Сан-Франциско» и «Бodega-Бей», обширное пространство к «северу» и к «югу» от «разлома

Гарлок», включая «Пустыню Мохаве»; окрестности «разломов Калаверас, Насименто», окрестности «южного» почти прямолинейного участка «Сан-Андреаса».

Картина распределения напряжений осложняется наличием ряда малых по площади участков повышения  $\tau_{\max}$ , особенно многочисленных в «южной» части зоны. Большинство этих мелких максимумов связано с окончаниями отдельных небольших разломов зоны, они устойчиво повторяются от опыта к опыту. Мелкие максимумы, расположенные около швов крупных разрывов, определяются чаще всего изменениями простирающихся разрывов. Некоторые из них не столь устойчивы и наблюдаются не во всех опытах. Так, показанные на рис. 9, В три малых по площади максимума («севернее залива Сан-Франциско», у места сочленения «разломов Сан-Андреас и Калаверас» и в узкой полосе, примыкающей к «Сан-Андреасу» с «юга», на участке от «Гарлока до г. Чоламе»), наблюдались в опыте, по которому построена схема (рис. 9, В), но в трех других опытах с таким же направлением оси  $\sigma_3$  они либо совсем не появились, либо были заметно меньше. Эта неустойчивость мелких «приразломных» максимумов может быть связана с неизбежными при повторении опытов мелкими вариациями воспроизведения разрывов на модели. Поэтому мелкие максимумы около шва следует рассматривать как детали схемы  $\tau_{\max}$ , нуждающиеся в специальном уточнении.

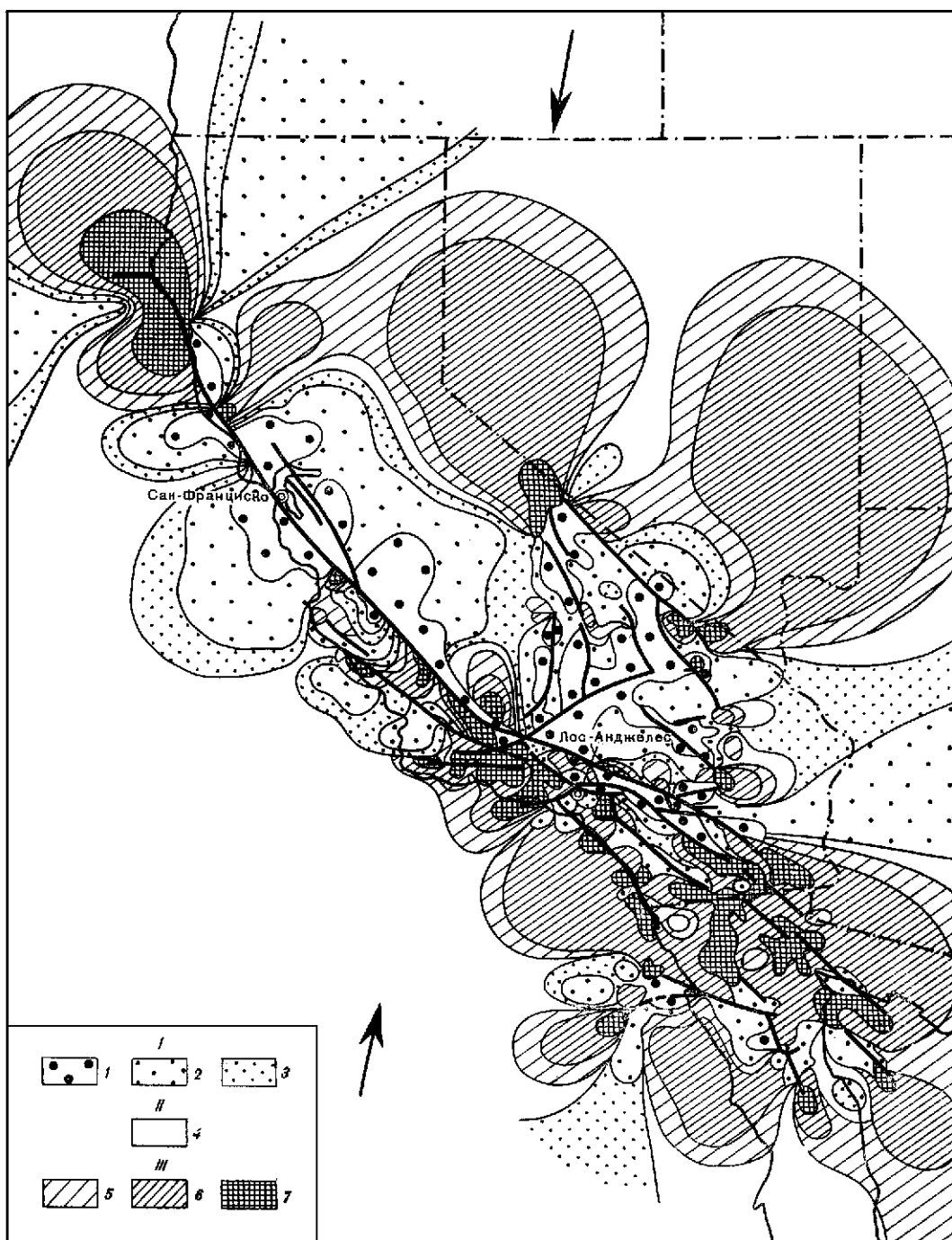
Изучение локального поля  $\tau_{\max}$  системы Сан-Андреас для случая  $\angle\varphi = 11^\circ$  показало, что на одинаковых стадиях экспериментов, отвечавших нанесению одинаковых разрывов, характер локального поля  $\tau_{\max}$  для случаев  $\angle\varphi = 11^\circ$  и 0 оказывается качественно близким. На рис. 10 приведено локальное поле  $\tau_{\max}$  для последней стадии (нанесена вся система разрывов) при  $\angle\varphi = 11^\circ$ . Это поле весьма сходно с полем для случая  $\angle\varphi = 0$  на рис. 9, В. Оно отличается от последнего большей площадью участков повышения  $\tau_{\max}$  в «юго-восточной» части зоны разрывов и в «Неваде», заметным повышением напряжений на участке между разрывами «Сан-Андреас» и «Насименто», а также рядом второстепенных деталей.

Изучение поля  $\tau_{\max}$  полной системы разрывов для варианта  $\angle\varphi = 35^\circ$  показало, что в этом случае распределение  $\tau_{\max}$  резко отличается от схем на рис. 9, В и 10. Области понижения  $\tau_{\max}$  вдоль разрывов в основном сохраняются, хотя само снижение выражено меньше, а крупные участки сильного повышения напряжений  $\tau_{\max}$  и у «северного» конца разрыва, и на «юге» зоны, и в «Неваде» совсем исчезают или сильно уменьшаются. В целом перестройка поля  $\tau_{\max}$  выражена заметно меньше. Это легко объяснить, так как в этом случае активное сжатие направлено почти перпендикулярно зоне разрывов. Смещения по зоне в этом случае также заметно меньше, чем в случаях  $\angle\varphi = 0$  и  $11^\circ$ . Выше отмечалось<sup>1</sup>, что при  $\angle\varphi = 90^\circ$  плоский разрыв совсем не вызывает искажения поля  $\tau_{\max}$ .

**Сопоставление с сейсмичностью.** Полученные на моделях картины распределения напряжений  $\tau_{\max}$  для случаев  $\angle\varphi = 0$  и  $11^\circ$  были сопоставлены с сейсмичностью зоны разломов Сан-Андреас. Следует отметить, что, приступая к моделированию поля  $\tau_{\max}$ , авторы разделяли распространенное мнение, согласно которому повышенная сейсмичность возникает в тех участках коры, где действуют повышенные напряжения  $\tau_{\max}$ . При этом самые сильные землетрясения ожидаются там, где на обширной площади действуют высокие напряжения.

При сравнении карты эпицентров (рис. 5) со схемой распределения напряжений  $\tau_{\max}$  модели (рис. 9, В) обращает внимание, что обширные асейсмичные площади на территории Калифорнии вне зоны разломов (Большая долина, пустыня Мохаве, южная прибрежная часть Береговых хребтов) соответствуют участкам модели с пониженными или неизменными напряжениями.

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике.



**Рис. 10.** Локальное поле  $\tau_{\max}$  в модели ( $\varphi = 11^\circ$ ). Имитирована вся система разломов Сан-Андреас. Условные обозначения те же, что на рис. 9



Три из четырех участков коры с продолжающейся сейсмичностью (I и V участки зоны разломов, а также участок канала Санта-Барбара) и при  $\angle\varphi = 11^\circ$  и 0 грубо соответствуют областям действия в модели значительно повышенных напряжений  $\tau_{\max}$ . Для III участка зоны разломов с продолжающейся сейсмичностью лишь меньшая (южная) часть соответствует области повышенных напряжений в модели. Таким образом, можно отметить, что большинство участков с продолжающейся сейсмичностью соответствуют зонам действия повышенных напряжений на модели. Это представляется естественным, так как в местах повышения  $\tau_{\max}$  следует ожидать образования или обновления мелких разрывов в стороне от основного.

Однако совершенно противоположный результат дало рассмотрение участков спорадической сейсмичности. Два из трех таких участков (участок II зоны разломов и участок в южной Сьерре-Неваде) на моделях оказываются преимущественно областями сильного снижения напряжений  $\tau_{\max}$ . Для третьего участка (участок IV зоны разломов) южная половина также попадает в область понижения напряжения, и только северная половина — в область, для части которой напряжения заметно повышены. В целом для участков спорадической сейсмичности, каждый из которых явился местом возникновения катастрофических землетрясений 1857 г. (IV), 1872 г. (юг Сьерра-Невады) и 1906 г. (II), характерно сильное снижение напряжений в модели.

Этот результат противоречит обычному представлению о характере связи между землетрясениями и величиной напряжений в коре и заставляет задуматься о справедливости этого представления.

В связи с этим остановимся на двух моментах. Во-первых, здесь снова необходимо подчеркнуть отличие нашей статической модели от нестатического природного процесса. В нашей модели области сильного понижения напряжений  $\tau_{\max}$  — это окрестности крупных прямолинейных участков разломов, по которым произошли уже большие смещения. Они могут соответствовать участкам, где могли быть в прошлом сильные землетрясения. Естественно, что наиболее сильные землетрясения могли возникать там, где зона разломов представлена единичным крупным швом, на наиболее протяженных участках шва, близких к прямолинейным, т. е. там, где проскальзывание после преодоления трения берегов и других помех может произойти сразу на большой длине. Области же повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели — это области, где в природе можно ожидать образования или обновления новых разрывов у концов основного, около него или в стороне от него.

В природе, если движение блоков, разделенных зоной разломов, идет непрерывно, оно приводит к постоянному «подкачиванию» энергии и к повышению уровня напряжений, падающих в результате смещений по разломам. Поэтому создается возможность повторения сильных землетрясений снова и снова на протяженных прямолинейных участках зоны разломов и соответственно превращение картины сейсмичности в стабильную во времени. При этом участки, соответствующие в модели участкам действия высоких напряжений, все время остаются по напряжениям выше среднего уровня, и в них активно развивается образование новых мелких разрывов и смещения по ним, и таким образом поддерживается постоянная сейсмичность.

Во-вторых, совокупность данных о сейсмичности и о поле напряжений приводит к выводу, аналогичному выводам, сделанным в двух предшествующих статьях, о необходимости выделять землетрясения и связанные с ними движения двух принципиально разных типов. Землетрясения первого типа возникают при смещениях по основному разлому (зоне) под действием регионального поля напряжений. Землетрясения второго типа возникают при движениях по вторичным разломам, под действием локального поля напряжений, возникающего при перестройке регионального поля на основном разломе (зоне разломов).

Из сказанного выше следует, что сильнейшие землетрясения зоны разломов, находящейся в условиях того же типа, что зона разломов Сан-Андреас,

должны относиться к первому типу. Расположение максимумов локального поля  $\tau_{\max}$  в модели, по-видимому, может быть и не связано с возможностью их возникновения. Вместе с тем не исключено, что участки сильного понижения  $\tau_{\max}$  около разлома на большой длине и на большой площади являются указанием на возможность здесь в прошлом и в будущем сейсмических толчков с наибольшим выделением энергии. Землетрясения второго типа должны в значительной степени определяться именно участками повышения напряжений локального поля и потому должны тяготеть к таким участкам.

Не исключено, что в тех районах, где земная кора находится в других условиях, например в близких к действию постоянной нагрузки, связь сильных землетрясений с локальным полем  $\tau_{\max}$  может носить иной характер. Изучение упругих моделей с разрывами, имитирующими систему разломов Сан-Андреас, показало соответствие характера смещений на модели и в природе. В частности, смещения по разрывам в моделях наиболее резко проявляются в той же области зоны разрывов, где фиксируются наиболее интенсивные современные движения по разлому Сан-Андреас.

Основные особенности морфологии системы разрывов на модели (образование отрывов у обоих концов зоны и их характер, образование вдоль основного разрыва четырех участков раздвигания его шва) в известной степени соответствуют ряду особенностей морфологии поверхности коры в пределах системы разломов Сан-Андреас, в том числе наличию крупных структур растяжения у обоих концов зоны.

Сопоставление локального поля  $\tau_{\max}$  системы разломов для случаев  $\varphi = 0$  и  $11^\circ$  с сейсмичностью зоны показало, что участки с постоянной сейсмичностью преимущественно соответствуют областям повышения  $\tau_{\max}$  в модели, а участки со спорадической сейсмичностью — областям сильного понижения  $\tau_{\max}$  в модели. Несомненно, что спорадическая сейсмичность данного региона обусловлена землетрясениями, при которых смещения происходят по региональным разломам под действием мегарегионального поля напряжений. Если предположить, что землетрясения, отвечающие постоянной сейсмичности, связаны со смещениями по вторичным разломам под действием локального поля напряжений, то указанная связь спорадической и постоянной сейсмичности соответственно с участками понижения и повышения напряжений локального поля в модели находит приемлемое объяснение. Такое предположение соответствует выводам, сделанным в двух предшествующих статьях настоящего сборника.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975. 536 с.
2. *Гуценко О. И., Степанов В. В., Сим Л. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., 1976, с. 86–88.
3. *Костров Б. В.* Механика очага тектонического землетрясения. М., «Наука», 1975. 176 с.
4. *Кропоткин П. Н.* — В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., «Наука», 1973, с. 158–167.
5. *Муди Дж. Д., Хилл М. Дж.* — В кн.: Вопросы современной зарубежной тектоники. М., ИЛ, 1960, с. 265–333.
6. *Лукьянов А. В.* — Труды Геол. ин-та АН СССР, 1965, вып. 136, 212 с.
7. *Никонов А. А.* — Геотектоника, 1975, № 2, с. 98–113.
8. *Никонов А. А.* Голоценовые и современные движения земной коры. М., «Наука», 1977, 240 с.
9. *Никонова К. И., Никонов А. А.* — Современные движения земной коры, 1973, № 5, с. 643–650.
10. Новая глобальная тектоника. М., «Мир», 1974. 472 с.
11. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 16–18.
12. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Гуценко О. И., Цветкова Н. Ю.* — В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Ташкент, «Фан», 1976, с. 193–199.
13. *Осокина Д. Н., Лыков В. И., Цветкова Н. Ю., Шиханович Э. А.* — В кн.: Механика литосферы. М., 1974, с. 73–74.
14. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю., Смирнов Л. А.* — В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ГКНТ 1976, с. 43–45.

15. *Пиз Р., Джонсон К.* —В кн.: Геологические исследования из космоса. М., 1974, с. 116–120.
16. *Райал А., Дуглас Б. М., Мелон С. Д., Сэвидж У.И.*— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 12, с. 12–24.
17. *Рихтер Ч.* Элементарная сейсмология. М., ИЛ, 1963. 670 с.
18. *Симмер Л. У.* Структурная геология. М., ИЛ, 1960. 473 с.
19. *Штейнбругге К., Моран Д.* Инженерный анализ последствий землетрясений 1952 г. в Ю. Калифорнии. М., Госстройиздат, 1957. 270 с.
20. *Allen C. R.*— Proc. Conf. Geol. Problems San Andreas Fault System. W. R. Dickinson, A. Grants (Eds). Stanford Univ., Publ., Geol. Sci., 1968, XI, p. 70–82.
21. *Allen C. R., Amand P. St., Richter C. F., Nordquist J. M.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1965, v. 55, N 4, p. 753–799.
22. *Bolt B. A., Müller R. D.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1971, v. 61, N 6, p. 1831 — 1847.
23. *Bolt B. A., Lomnitz C., Mc Evilly.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, N 6, p. 1725—1767.
24. *Bufe Ch. G., W. H. Bakun, Tocher D.* Geophysical studies in the San Andreas fault zone at the Stone Canyon Observatory.— Proc. Conf. Tectonic Problems San Andreas Fault System, Stanford Univ., Publ. Geol. Sci., 1973, v. 13, p. 86–93.
25. *Burford R. O.*— Ann. Acad. Sci. Fennicae, 1966, v. A III, № 90, p. 99–110.
26. *Burford R. O., Eaton J. P., Pakiser L. C.*— EOS, 1969, N 50.
27. *Cheatum C., J. Combs.*— Proc. Conf. Tectonic Problems San Andreas Fault System. Stanford Univ. Publ. Geol. Sci., 1973, v. 13, p. 1–10.
28. *Cherry J. T., Savage J. C.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1972, v. 62, N 5, p. 1343–1347.
29. Earthquake history of the United States. Washington, 1973.
30. *Elders W. A., Rex R. W., Meidav T. e. a.*— Science, 1972, v. 178, N 4056, p. 15–24.
31. *Elsworth W. L., Campbell R. H., Hill D. P. e.a.*— Science, 1973, v. 182, N 4117, p. 1127–1129.
32. *Griscom A.*— Proc. Conf. Tectonic Problems San Andreas Fault System. Stanford Univ. Publ. Geol. Sci., 1973, v. 13, p. 383–390.
33. *Hofmann R. B.*— Earthquake displacement fields and rotation of the Earth. Dordrecht. Holland, 1970, 283 p.
34. *Hodson J. H.*— In: Continental drift. London, Acad. Press. 1962, p. 67–102.
35. *Hooker V. E., Johnson C. F.* In-situ stresses along the Appalachian piedmont.— 4th Can. Rock Mech. Sympos., Ottawa, 1967, p. 137–154.
36. *Howard I. N.*— Proc. Conf. Geol. Problems San Andreas Fault System. Stanford. Univ. Publ., Geol. Sci., 1968, v. XI, p. 94–108.
37. *Jungels P. H., Frazier G. A.*— J. Geoph. Res., 1973, v. 78, N 23, p. 5062–5083.
38. *Meade B. K.*— Bull. Roy. Soc. N. Z., 1971, N 9, p. 175–179.
39. *Nikonov A. A., Osokina D. N., Tsvetkova N. Ju.*— Tectonophysics, 1975, v. 29, N 1–2, p. 153–160.
40. *Pope A. I., Steorn I. L., Whitten C. A.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1966, v. 56, N 2, p. 317–323.
41. Proceeding of the Conference on geological problems of Sari Andreas fault system. Stanford Univ. Publ. Geol. Sci., 1968, v. 11, 374 p.
42. *Raleigh C. B., Burford R. O.*— Trans. Amer. Geophys. Union, 1969, v. 50, N 5, p. 380–381.
43. *Richter C. F.* Elementary Seismology, San Francisco, 1958, 768 p.
44. *Richter C. F.*— In: Recent Crustal Movements, B. W. Collins, R. Frazer (Eds). Bull. Roy. Soc. N. Z., 1971, p. 171–173.
45. *Richter C. F., Allen C. R., Nordquist J. M.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1958, v. 48, N 4, p. 315–337.
46. *Ritsema A. R.*— Publ. Dominion Observ., 1961, v. 24, N 10, p. 355–358.
47. *Robbins St. L.*— Geol. Surv. Res., 1971, v. 750 — B, p. 128–139.
48. *Ryall A., Slemmons D. B., Gedney L. D.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1966, v. 56 (5), p. 1105–1135.
49. *Ryall A., Malone S. D.*— J. Geophys. Res., 1971, v. 76, N 29, p. 7241–7248.
50. *Savage J. C., Burford R. C.*— J. Geophys. Res., 1973, v. 78 (5), p. 832–845.
51. *Savage J. C., Prescott W. H., Kinoshita W. T.*— Proc. Conf. Tectonic Problems San Andreas Fault System. Stanford Univ. Publ., Geol. Sci., 1973, v. 13, p. 44–53.
52. *Scheidegger A. E.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1965, v. 55(1) p. 147–152.
53. *Scholz C. H., Fitch T. I.*— J. Geophys. Res., 1970, v. 75(23), p. 4447–4455.
54. *Sceber L., Barazangi M., Nowroozi A.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1970, v. 60, N 5, p. 1669–1700.
55. *Silver E. A.*— Geol. Soc. Amer. Bull., 1971, v. 82, N 11, p. 2965–2978.
56. *Smith S. W., Kind R.*— Tectonophysics, 1972, v. 14, N 1, p. 57–70.
57. *Whitcomb J. H., Allen C. R., Garmany I. D. e. a.*— Revs Geophys. and Space Phys., v 1973, v. 11, N 3, p. 693–730.
58. *Whitten C. A.* Crustal movement from geodetic measurements. Earthquake displacement field and the rotation of the Earth. Dordrecht, Holland, 1970, p. 255–267.
59. *Willis B.*— J. Geol., 1938, v. 46, N 6, p. 793–827; N 8, p. 1017–1057.
60. *Wilt J. W.*— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1958, 48, N 2, p. 169–176.

Л. А. СМИРНОВ

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ПРОГНОЗИРОВАНИИ ОБЛАСТЕЙ РАЗВИТИЯ МАЛОАМПЛИТУДНЫХ РАЗРЫВОВ НА МЕСТОРОЖДЕНИЯХ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ**

Кафедрой маркшейдерского дела и геодезии ВЗПИ и лабораторией тектонофизики Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта АН СССР начаты работы по развитию и применению тектонофизических методов прогнозирования областей развития малоамплитудных разрывов, не выявляемых традиционными геолого-геофизическими методами моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов на оптически чувствительных моделях [3, 6], и метода реконструкции осей главных тектонических напряжений по разрывным нарушениям по М. В. Гзовскому [2]. Применение метода моделирования локальных полей напряжений, изложенного ранее <sup>1</sup> [6, 7], для решения задачи прогноза областей малоамплитудного разрывообразования основано на представлениях [4], согласно которым зоны интенсивного развития малоамплитудных разрывов соответствуют зонам относительно повышенных значений величин максимальных касательных напряжений ( $\tau_{\max}$ ).

В настоящей статье возможности и результаты такого прогнозирования на основе тектонофизического моделирования рассматриваются на примере поля одной из шахт Карагандинского угольного бассейна. Имеющаяся информация о характере распределения крупных и мелких разрывов создает благоприятные условия для проверки результатов исследований и оценки эффективности методов прогнозирования.

Настоящие исследования близко смыкаются с тектонофизическими исследованиями локальных полей напряжений конкретных районов, при которых в модели воспроизводятся крупные разломы земной коры [4, гл. 35, и др. <sup>2</sup>]. Однако в этих работах вопросы прогноза распределения мелких разрывов в пространстве не рассматривались. Насколько автору известно, исследований с задачами, поставленными в данной работе, до сих пор не проводилось ни в угольной практике, ни в смежных с нею областях.

Имеется несколько работ [5 и др.], в которых было проанализировано размещение трещиноватости вблизи одиночных разрывов по натурным данным. В них было показано, что густота трещин, как правило, значительно повышается вблизи окончаний разрывов. Эта особенность распределения трещиноватости согласуется с характером распределения напряжений  $\tau_{\max}$  в окрестностях разрывов, установленным ранее на моделях [3, 4, 6]. Поскольку можно предполагать, что для малоамплитудных разрывов, также как и для трещин, вероятность возникновения тем больше, чем выше величина напряжения в массиве, эти результаты являются доводом в пользу возможности моделирования локальных полей тектонических напряжений вблизи крупных разрывов с целью изучения областей образования малоамплитудных разрывов.

В настоящее время общепризнано, что при рассмотрении напряженного состояния земной коры она не может считаться однородным массивом. Имеющиеся в коре неоднородности строения вызывают возникновение в ней локального изменения тектонического поля напряжений. Важнейшими из таких неоднородностей земной коры являются поверхности раздела слоев,

---

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной и Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике.

<sup>2</sup> См. статьи Д. Н. Осокиной, О. И. Гущенко, В. И. Лыкова, Н. Ю. Цветковой и Д. Н. Осокиной, А. А. Никонова, Н. Ю. Цветковой в настоящем сборнике.

границы участков массива с различными свойствами и разрывные нарушения различного масштаба [3, 4]. Для условий угольных месторождений основными неоднородностями можно считать разрывные нарушения, широко развитые во всех угольных бассейнах страны.

По степени значимости и влияния на исходное поле напряжений эти нарушения можно подразделить на следующие четыре группы:

I — крупные разрывные нарушения, линейные размеры которых превышают существующие размеры шахтных полей;

II — относительно крупные разрывы, линейные размеры которых соизмеримы с размерами шахтного поля;

III — относительно средние разрывы, линейные размеры которых соизмеримы с размерами отдельных блоков и участков шахтных полей;

IV — малоамплитудные разрывы, трещины, осложняющие выемочные участки шахтного поля.

Моделирование локальных полей напряжений в окрестностях разрывных нарушений разного размера и морфологии показало также, что в зависимости от ориентации разрывов относительно направления главных нормальных напряжений внешнего поля расположение зон повышения или снижения напряжений  $\tau_{\max}$  по отношению к разрывам закономерно меняется [3, 4, 6, 7]. Следовательно, для решения конкретной задачи моделирования полей напряжений применительно к разрывным структурам угольных месторождений (шахтных полей) необходимо предварительно выявить систему крупных разрывов для участка угольных месторождений, существовавших до образования малоамплитудных разрывов, а затем установить ориентировку главных нормальных напряжений внешнего поля, в результате перестройки которого на крупных разрывах происходило формирование этих небольших по размерам нарушений.

При восстановлении ориентировки главных нормальных напряжений рассматриваемого шахтного поля Карагандинского синклинория был использован метод М. В. Гзовского [2], примененный к крупным и средним разрывным нарушениям. Исследование анализа ориентации этих нарушений совместно с изучением структуры и истории геологического развития района позволило автору и В. В. Степанову выяснить два типа внешнего поля напряжений, соответствующие двум последовательным этапам позднегерцинского тектогенеза [1].

На первом, более раннем, этапе алгебраически минимальные сжимающие напряжения ( $\sigma_3$ ) ориентированы горизонтально с азимутом падения  $220\text{--}240^\circ$ , а ось алгебраически максимальных главных напряжений ( $\sigma_1$ ) ориентирована вертикально.

На втором этапе позднегерцинского тектогенеза произошла перестройка тектонического поля напряжений. При этом напряжения  $\sigma_3$  стали ориентированными горизонтально с азимутом падения  $190^\circ$ , а ось  $\sigma_1$  — субширотно и горизонтально.

Поле напряжений первого этапа наложилось на складчатую слабдеформированную структуру Чурубай-Нурунского района, в которой роль основных неоднородностей на начальной стадии играли субмеридиональные флексуры и поверхности напластований, а на последней стадии — развивающиеся дислокации. Поле напряжений последнего этапа было приложено к более гетерогенному основанию, разбитому системами взбросовых и сдвиговых нарушений, которые являлись неоднородностями более высокого порядка по сравнению с напластованиями и литофациями.

Гетерогенность основания и значительное количество крупных разрывных нарушений, сформировавшихся в начале последнего этапа дают основание предполагать значительно большую неравномерность в распределении напряжений  $\tau_{\max}$  локального поля и связанных с ними мелкоамплитудных разрывных нарушений по сравнению с предшествующим этапом.

Восстановленное поле палеонапряжений для двух наиболее активных этапов герцинского тектогенеза, а также выявленный характер неоднородно-

стей Чурубай-Нурина района позволили произвести моделирование локального поля напряжений  $\tau_{\max}$ , обусловленного системой крупных разрывных нарушений, ограничивающих поле шахты. Моделирование производилось по методике, разработанной в лаборатории тектонофизики [3, 4, 6] и рассмотренной в настоящем сборнике <sup>1</sup>.

Моделирование осуществлялось для обоих описанных этапов позднегерцинского тектогенеза на примере объединенных Центрального и Южного блоков шахты (рис. 1).

Исследуемый участок (рис. 1, а) ограничен на западе и востоке двумя разрывами I порядка — Чурубай-Нурина и № 1. На севере границей является разрывное нарушение III порядка № 3 и на юге — Шаханский взбросо-сдвиг II порядка.

Кроме названных разрывных нарушений, геологоразведочными работами выявлено внутри блока большое число разрывов III порядка. Если классифицировать эти нарушения по величине вызванных ими смещений осадочных толщ, то они могут быть представлены в следующей последовательности (в скобках даны максимальные амплитуды в метрах): Шаханский (580), Чурубай-Нурина (365), № 1 (220), № 3а (130), № 7 (130), № 6 (120), № 5 (115), № 2а (90), № 17 (80), № 3 (80), № 4 (30), № 1с (35), № 5а (40). Амплитуды остальных разрывов меняются в пределах 10—15 м.

Как показали эксперименты, картина распределения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели резко меняется при появлении новых разрывов. Это значит, что возникшее поле напряжений от разрывов I порядка может измениться под влиянием разрывов II и III порядков. Причем в горном массиве каждому вновь образуемому разрыву должны соответствовать области развития малоамплитудных разрывов.

Следовательно, величина площадей малоамплитудного разрывообразования, их конфигурация и пространственное положение должны зависеть от последовательности образования разрывов.

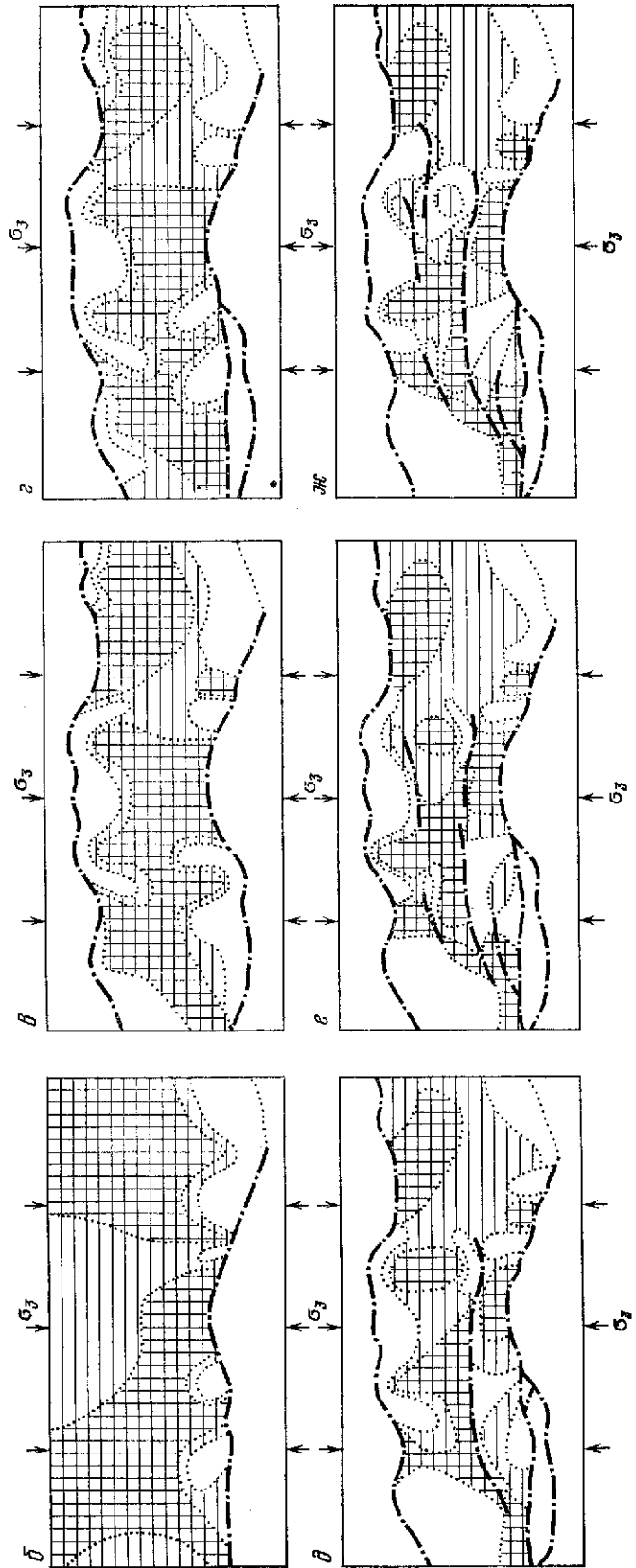
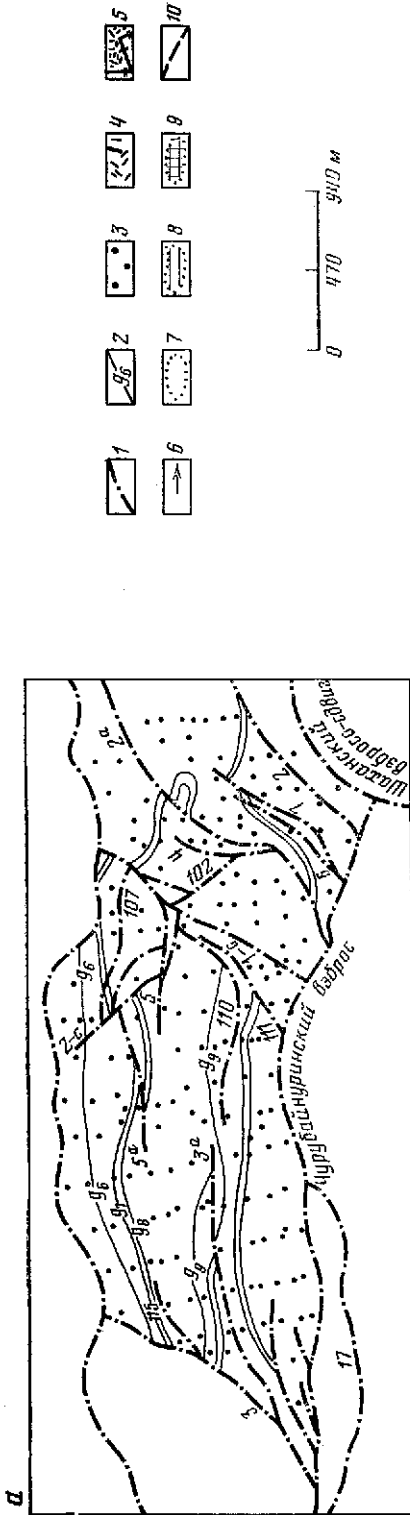
Для рассматриваемых систем разрывов можно однозначно утверждать первичность образования двух разрывов I порядка Чурубай-Нурина и № 1. Они принадлежат к тем разрывам, заложение которых происходило одновременно с формированием основной складчатой структуры Карагандинского угольного бассейна, т. е. на первом этапе позднегерцинского тектогенеза. Заложение разрывов III порядка устанавливается с меньшей определенностью по косвенным признакам в последовательности: 3а, 110, 5а, 115, 5, 107.

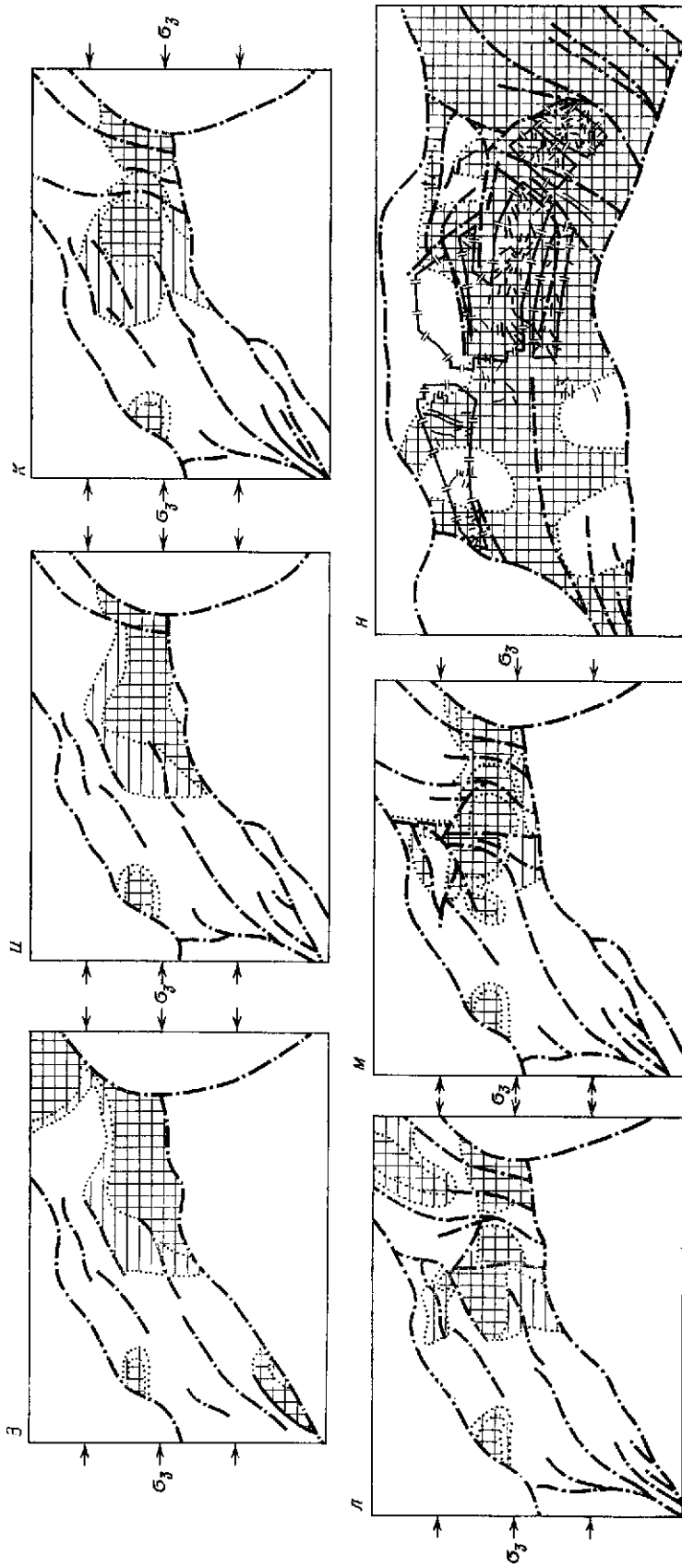
Существенное влияние на тектонику рассматриваемого участка шахтного поля оказал второй этап позднегерцинского тектогенеза, и первую роль в этом сыграл Шаханский разрыв взбросо-сдвигового типа II порядка. Влияние его на прилегающую часть горного массива со сформировавшимися разрывами первого этапа образования выразилось в виде системы однонаправленных по простиранию нарушений III порядка. В этом случае последовательность заложения разрывов здесь представляется нам следующим образом. Вслед за образованием Шаханского разрыва развивается нарушение под номером 2, затем 2в, 4, 111, 5 и 2с. Такая очередность в заложении разрывов подтверждается последовательным уменьшением амплитуд разрывов по мере их удаления от Шаханского нарушения. Эта очередность была соблюдена при нарезании разрывов на модели.

Рассмотрим на моделях поле локальных напряжений  $\tau_{\max}$  в окрестностях разрывов, образованных на первом этапе позднегерцинского тектогенеза.

Нарезание разрывов осуществлялось поочередно. Вначале имитировался Чурубайнурина разрыв, затем разрыв № 1. Появление этих разрывов в модели весьма сильно изменило исходное поле напряжений. При этом возникла сложная картина распределения областей с различной величиной напряжений  $\tau_{\max}$ .

<sup>1</sup> См. статью Д. Н. Осокиной, Н. Ю. Цветковой «Метод моделирования...» в настоящем сборнике.





**Рис. 1.** Особенности распределения максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max}$  в модели, имитирующей разрывную структуру шахтного поля

1 — разрывные нарушения, выявленные разведкой; 2 — выходы угольных пластов под наносы; 3 — скважины разведочного бурения; 4 — малоамплитудные разрывные нарушения, установленные подготовительными горными работами; 5 — малоамплитудные разрывы, установленные очистными горными работами; 6 — направление оси  $\sigma_3$  исходного поля. Области максимальных касательных напряжений: 7 — сниженных; 8 — неизменных; 9 — повышенных; 10 — предполагаемые разрывы



При рассмотрении данной схемы следует иметь в виду, что области повышенных напряжений, выходящие за пределы границ исследуемого блока (показанного на рис. 1), на схеме не показаны. Здесь, как и на других схемах, распределение напряжений  $\tau_{\max}$  дается только в пределах исследуемого участка. Совместное рассмотрение рис. 1 и 2 показывает, что большинство разрывов III порядка (3а, 115, 5а 110, 5) располагается в природе на тех участках, которым в модели отвечают области действия повышенных напряжений. В свою очередь, после того, как в модели были имитированы эти последние разрывы III порядка, поле напряжений  $\tau_{\max}$  значительно изменилось с возникновением новых областей повышенных значений  $\tau_{\max}$ . Это новое поле показано на рис. 1. Мы видим, что области повышенных значений напряжений еще больше локализовались. Одновременно расширились зоны, в которых произошло снижение напряжений.

Рассмотрим теперь перераспределение напряжений  $\tau_{\max}$  на участке шахтного поля, вызванное вторым этапом позднегерцинского тектогенеза. Как уже отмечалось, на втором этапе ориентация оси  $\sigma_3$  внешнего поля заметно изменилась. Эта ось испытала поворот на 30—50°. Чтобы отразить это изменение, схема разрывов на модели была повернута на такой же угол, причем в модели были созданы все разрывы, отвечающие концу первого этапа.

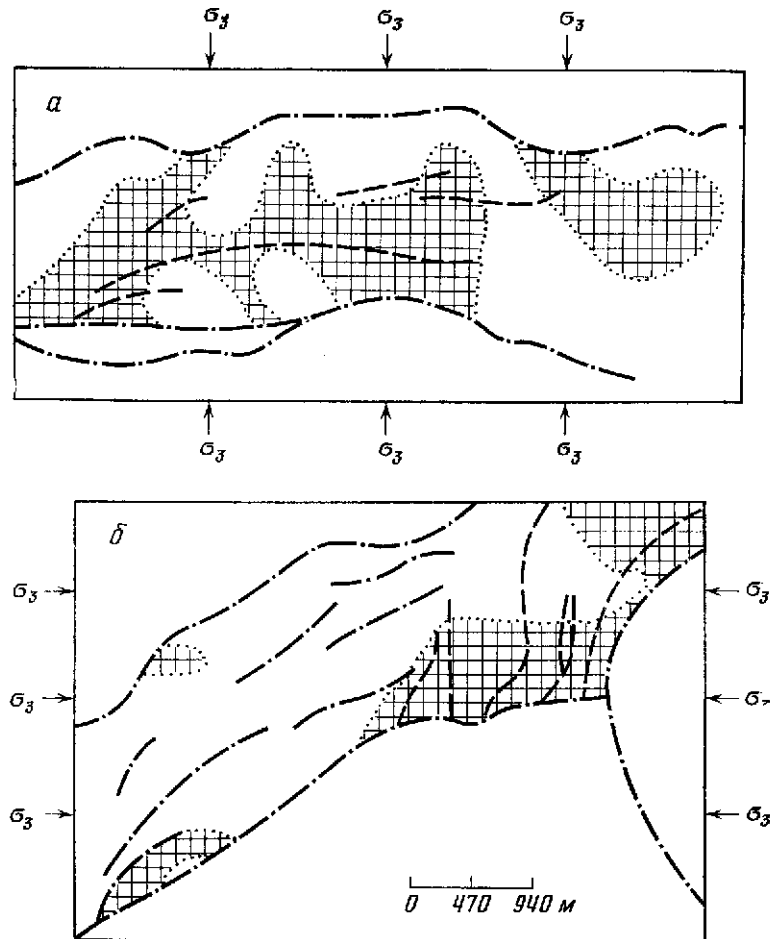
Локальное поле  $\tau_{\max}$ , отвечающее этой системе разрывов (дополненной Шаханским разрывом), при новой ориентации ее относительно оси  $\sigma_3$  показано на рис. 1. Мы видим, что вблизи Шаханского нарушения возникла обширная область повышенных напряжений  $\tau_{\max}$ . Нетрудно увидеть, что большинство разрывов III порядка (7, 6, 2в и др.), возникших на втором этапе располагаются в природе на участке, отвечающем именно этой зоне модели. Далее в модели поочередно имитировались эти разрывы. Их появление вызвало новое перераспределение поля напряжений с образованием небольших участков резкого повышения  $\tau_{\max}$ .

Характерной особенностью последнего этапа разрывообразования является значительное уменьшение площади областей повышенных значений  $\tau_{\max}$ . Несмотря на наличие в модели многочисленных разрывов, напряжения  $\tau_{\max}$  в зоне модели, отвечающей центральному участку шахтного поля, оказались неповышенными. Тем самым результаты моделирования опровергают бытующее среди геологов мнение о повсеместном влиянии Южных окраин Карагандинского бассейна на распространенность малоамплитудных разрывов. Данные эксперимента позволяют считать, что образование мелких разрывов на центральном участке могло произойти только под влиянием разрывов первого этапа образования.

Результаты проведенного моделирования свидетельствуют о сложном строении областей повышения значений  $\tau_{\max}$ . Безусловно каждый из рассмотренных этапов сопровождался появлением более мелких разрывов. Зонами их образования должны были явиться области высоких значений  $\tau_{\max}$  локального поля, обусловленного крупными разрывами, возникавшие и на первом и на втором этапах. Поэтому, чтобы выделить площади вероятного развития мелких разрывов, были объединены площади высоких значений  $\tau_{\max}$ , полученные по результатам двух этапов моделирования, отвечающих двум этапам позднегерцинского тектогенеза. Далее расположение в модели этих областей сопоставлялось с имеющейся картиной размещения малоамплитудных разрывов, установленных горными работами.

На рис. 1 показана совмещенная схема выделенных на модели шахтного поля областей с повышенными значениями  $\tau_{\max}$  и областей распространения малоамплитудных разрывов. Напряжения  $\tau_{\max}$  рассматриваются лишь внутри границ исследуемого блока, показанного на рис. 1.

Данная схема показывает вполне удовлетворительное совпадение участков, пораженных малоамплитудными разрывами, с зонами повышения напряжений  $\tau_{\max}$ . При этом наиболее интенсивно нарушенными оказались те участки, на которых наблюдались наложения вновь образованных зон повышенных значений  $\tau_{\max}$ , на такие же зоны, существовавшие на более ранних стадиях.



**Рис. 2.** Сопоставление областей повышенных значений  $\tau_{\max}$  с характером распределения в них разрывных нарушений

Обозначения те же, что на рис. 1

Среди таких участков выделяются Южный и площадь, примыкающая к разрывам 3, 115, 3а.

Одновременно отмечено уменьшение числа разрывов в зонах относительного снижения напряжений  $\tau_{\max}$ . Данный вывод подтверждался для участка, расположенного восточнее разрыва № 5.

На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Проведенные исследования подтверждают, что в окрестностях системы разрывов наблюдается сложное чередование областей повышения и снижения напряжений  $\tau_{\max}$ . Характер локального поля напряжений существенно зависит от морфологии разрывов и их ориентировки относительно главных нормальных напряжений исходного (или внешнего) поля. Отмечается общая приуроченность зон относительного повышения напряжений  $\tau_{\max}$  к выпуклым участкам дуг разрывов и зон снижения к вогнутым участкам дуг.

2. Удовлетворительное соответствие между областями повышения напряжений  $\tau_{\max}$  в модели и распределением участков развития малоамплитудных разрывов в природе показывает правомерность использования метода моделирования локальных полей  $\tau_{\max}$  на моделях из упругих оптически чувствительных материалов для повышения эффективности существующих методов прогнозирования областей малоамплитудного разрывообразования.

Все это позволяет рассчитывать на перспективность применения такого рода исследования в практике геологоразведочных работ для улучшения тектонической изученности шахтных полей.

В заключение статьи автор считает своим долгом выразить благодарность В. М. Гудкову, Д. Н. Осокиной, А. В. Михайловой и В. В. Степанову за помощь, оказанную при проведении исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Воронков А. И., Смирнов Л. А., Степанов В. В.*— Труды ВЗПИ. Серия Геология угля, 1972, вып. 71, с. 57–65.
2. *Гзовский М. В.* Основные вопросы тектонофизики и тектоника Байджансайского антиклинория. Ч. 3, 4. М., Изд-во АН СССР, 1963. 544 с.
3. *Гзовский М. В., Осокина Д. Н., Ломакин А. А., Кудряшова В. В.* Моделирование влияния древних разрывов земной коры на ее напряженное состояние. Труды VII Всесоюз. конф. по поляризационно-оптическому методу исследования напряжений. Таллин, 1971, с. 48–56.
4. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975. 536 с.
5. *Дупак Ю. Н., Любич Г. А.*— Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та горной геомеханики и маркшейдерского дела. Шахтная геофиз. 1974, № 94, с. 131–135. i
6. *Осокина Д. Н., Григорьев А. С., Цветкова Н. Ю.*— В кн.: Механика литосферы. М., «Наука», 1974, с. 16–18.
7. *Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю., Смирнов Л. А.*— В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., «Недра», 1976, с. 43–45.

А. В. МИХАЙЛОВА

## ПОЛЯ ДЕФОРМАЦИЙ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ НАДВИГА В МОДЕЛЯХ СТРУКТУР ПРОДОЛЬНОГО СЖАТИЯ

К числу наиболее распространенных в природе механизмов тектонических деформаций можно отнести механизмы продольного сжатия и поперечного изгиба [1]. При этом можно предполагать, что в природе возможно их существование как в «чистом» виде, так и, вероятно чаще, в различных комбинациях. Однако, чтобы иметь возможность исследовать сложные механизмы, следует начать с простых. В этом сборнике рассматриваются три таких механизма: поперечный изгиб с опусканием, поперечный изгиб с поднятием, продольное сжатие. Настоящая работа посвящена одному из возможных случаев продольного сжатия — образованию надвига, или, точнее, надвиговой зоны. Описанию аналогичного механизма в напряжениях была посвящена работа А. С. Григорьева [2], в которой были установлены основные характеристики напряженного состояния модели надвига для начального момента его формирования. Задача решалась в линейной постановке, было исследовано влияние подошвенного трения на поведение массива и построены траектории максимальных касательных напряжений внутри толщи модели, которые должны определять положение будущих разрывов. Следует отметить, что результаты теоретического исследования хорошо согласовались с начальной стадией эксперимента, описанного в этой статье. Моделирование зоны надвига в описываемом эксперименте осуществлялось продольным сжатием с помощью жесткого штампа, движущегося горизонтально с постоянной скоростью. Моделируемый материал (бентонитовая глина) помещался на горизонтальной жесткой площадке между двумя вертикальными стеклами. Подошва модели и стекла смазывались машинным маслом с целью максимально возможного уменьшения трения. Таким образом, опыты проводили в условиях максимально приближенных к «плоской деформации». Размеры модели составляли около 50 см в длину, 8—13 см в высоту и 9 см в ширину до начала опыта. В процессе опыта модель сжималась в длину на 12—20 см и увеличивалась по высоте на участке, прилегающем к штампу, примерно в 2 раза; противоположный конец модели, как правило, оставался без изменений. Материал модели, его свойства и условия подобия аналогичны описанным в статье А. С. Григорьева с соавторами в настоящем сборнике.

Моделирование осуществлялось с целью оценки деформаций и перемещений в модели надвиговой структуры в процессе ее формирования. Величины деформаций и перемещений определялись в соответствии с разработанной ранее методикой [1]. На рис. 1 показаны результаты оценки деформаций. На рис. 1, а даны траектории главных нормальных деформаций удлинения ( $e_{\max}$ ) и укорочения ( $l_{\min}$ ), на рис. 1, б — распределение абсолютных значений относительных деформаций сдвига  $\gamma$ , вычисляемых по формуле

$$\gamma = e_{\max} - e_{\min},$$

$$e_{\max} = \frac{l_{\max} - l_0}{l_0}, \quad e_{\min} = \frac{l_{\min} - l_0}{l_0},$$

где  $l_{\max}$ ,  $l_{\min}$  — наибольший и наименьший диаметры эллипса деформаций,  $l_0$  — первоначальный диаметр окружности, нанесенной на поверхность модели до начала опыта. В процессе моделирования эти окружности превращаются в эллипсы. На рис. 1, в приведено распределение приращения логарифмических сдвигов:

$$\Delta\gamma_i = \Delta\varepsilon_{\max_i} - \Delta\varepsilon_{\min_i},$$

$$\Delta\varepsilon_{\max_i} = \ln(1 + e_{\max_i}) - \ln(1 + e_{\max_{i-1}}),$$

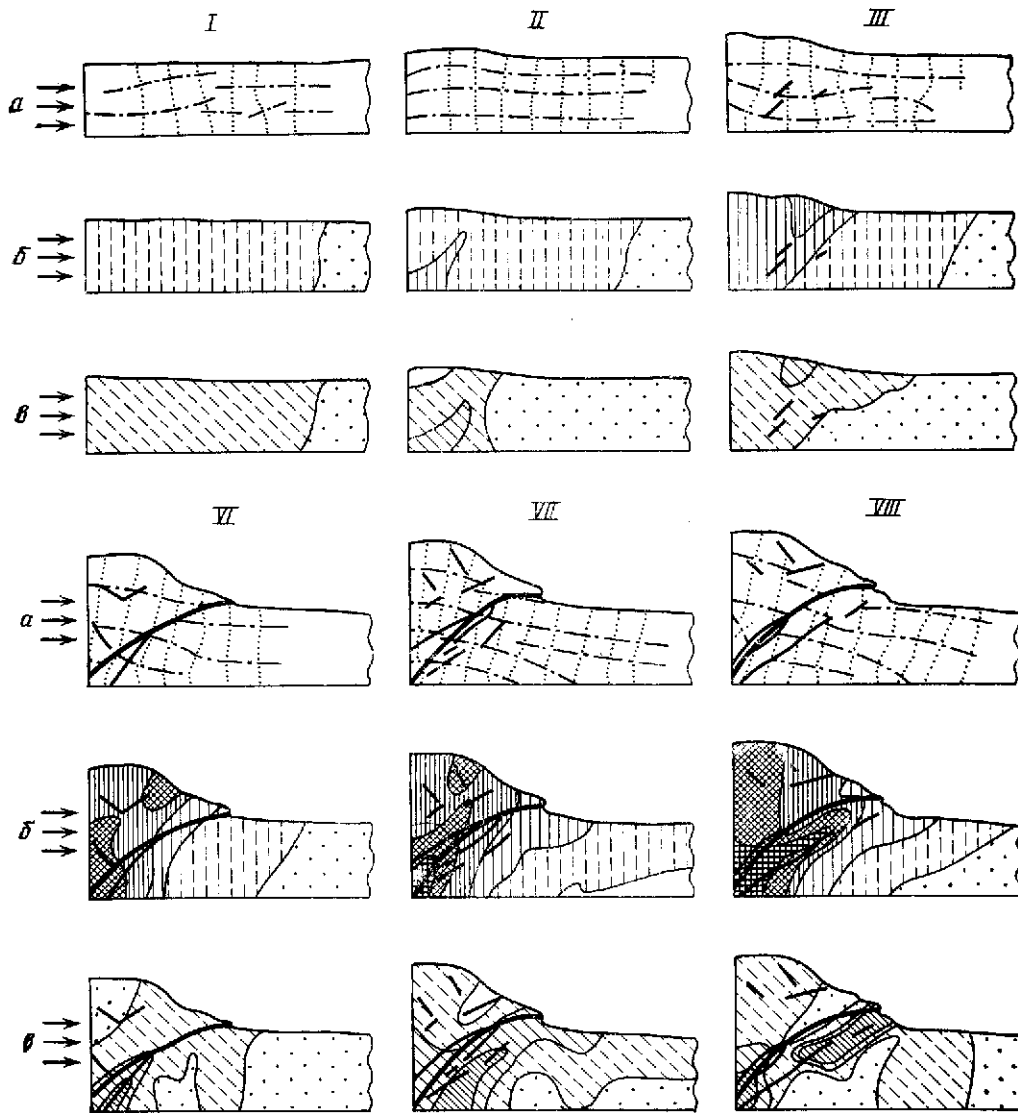
$$\Delta\varepsilon_{\min_i} = \ln(1 + e_{\min_i}) - \ln(1 + e_{\min_{i-1}}).$$

Таким образом, данные рис. 1, б характеризуют деформации каждой стадии, накопленные с момента начала опыта, а данные рис. 1, в показывают, какие деформации произошли за промежуток времени между фиксированными моментами, т. е. как изменилась величина деформации на данной ( $i$ -й) стадии по сравнению с предыдущей ( $i - 1$ )-й. Первые позволяют выявить значения предельных величин деформаций, при которых происходят качественные изменения внутри модели: образование первой трещины, формирование надвига на всю мощность деформируемой толщи, завершение деформирования участка между штампом и первым надвигом и начало деформирования следующего за ним участка — между двумя надвигами и т. д., вторые — дают возможность последовательно описать течение всего процесса.

Как было отмечено выше, деформируемый массив укорачивается в горизонтальном и увеличивается в вертикальном направлении. Соответствующая ориентировка осей главных нормальных деформаций сохраняется в течение всего опыта, приобретая лишь некоторый наклон в направлении движения штампа (рис. 1, а). Удлинения и укорочения в окрестностях каждой точки примерно одинаковы, и распределение абсолютных значений их величин совпадает с распределением величин сдвига (экстремальные значения, величина и положение границ нулевых зон и т. д.). Распределение накопленных деформаций (рис. 1, б) довольно стабильно от опыта к опыту, а картина распределения достаточно характерна: максимальные деформации приурочены к нижнему углу модели около штампа, в направлении от штампа и к свободной поверхности величина их постепенно падает. Распределение логарифмических деформаций  $\Delta\gamma$ , характеризующих процесс в отдельные короткие промежутки времени, напротив, чрезвычайно неравномерно (рис. 1, в). В процесс деформирования последовательно вовлекаются участки, расположенные друг за другом в направлении от штампа, при этом максимальные деформации  $\Delta\gamma$  приурочены в основном к тем участкам, где подготавливается или происходит развитие разрыва.

В процессе опыта в одной модели образуется несколько надвигов, каждый из которых в своем развитии проходит четыре стадии: подготовка разрыва, формирование разрыва, развитие зоны разрыва и отмирание разрыва.

**Стадия подготовки разрыва.** Для этой стадии характерно неравномерное накопление пластических деформаций в объеме, подвергшемся действию штампа. Оси укорочения и удлинения при этом сохраняют, как правило, свое первоначальное горизонтальное и вертикальное положения. Накопление деформаций происходит следующим образом: вначале они распределяются равномерно (рис. 1, б и 1, в, кадр I), затем происходит их увеличение снизу вверх вдоль траектории будущего разрыва (рис. 1, б, в, кадры II и III) так, что в конечном счете выявляется локальная зона накопленных деформаций (рис. 1, б кадр IV), к которой приурочиваются первые разрывы — трещины. Эти первые трещины всегда располагаются под углом, близким  $45^\circ$  к горизонту, и большей частью имеют надвиговой характер, что совпадает со схемой А. С. Григорьева. Перемещения по ним весьма незначительны. Их образование сопровождается продолжением накопления пластических деформаций сдвига, которые все более локализуются в зоне будущего крупного разрыва, секущего всю толщу деформируемого массива. Величина накопленных максимальных деформаций, при которых образуются первые короткие разрывы, в разных опытах колеблется в пределах  $\gamma_{\max} = 0,2 \div 0,5$  и зависит, очевидно, от степени неоднородности материала массива и скорости его деформирования, т. е. связана с длительной прочностью материала (при медленных опытах первые короткие разрывы появлялись уже при  $\gamma_{\max} = 0,2$ ). Следует отметить, что в этот период весь деформируемый участок массива испытывает значительное общее укорочение в горизонтальном направлении и удлинение — в вертикальном. К концу периода оси наибольших укорочений и удлинений начинают получать некоторый наклон, и массив приобретает форму слабо выраженной складки.



**Рис. 1.** Деформации в модели надвиговой структуры

*a* — траектории главных нормальных деформаций; *б* — накопленные деформации сдвига  $\gamma$ ; *в* — приращения логарифмических деформаций сдвига  $\Delta\gamma$ . Траектории: 1 — удлинений; 2 — укорочений; 3 — деформации сдвига  $\gamma$ ; 4 — приращения логарифмических деформаций сдвига  $\Delta\gamma$ ; 5 — разрывы; 6 — направление сжатия. I—X — стадии формирования структуры надвига

Чем больше скорость деформирования, тем лучше проявляется складчатая форма массива к моменту формирования полного надвига (т. е. разрыва, рассекающего деформируемую толщу на всю мощность).

**Стадия формирования сместителя разрыва** (рис. 1, кадр V). Крайняя локализация сдвиговых деформаций, захватывающих первичные разрывы, расположенные вдоль траектории будущего надвига, приводит к течению материала вдоль этой линии в очень узкой зоне; резко возрастают деформации между концами первичных разрывов, происходит лавинное разрушение перемычек между ними и разрастание объединенного разрыва у его верхнего конца до полного рассечения массива. После этого увеличение пластических деформаций прекращается, и происходит перемещение оторванной верхней части вдоль поверхности разрыва вверх, неровности этой поверхности, образо-

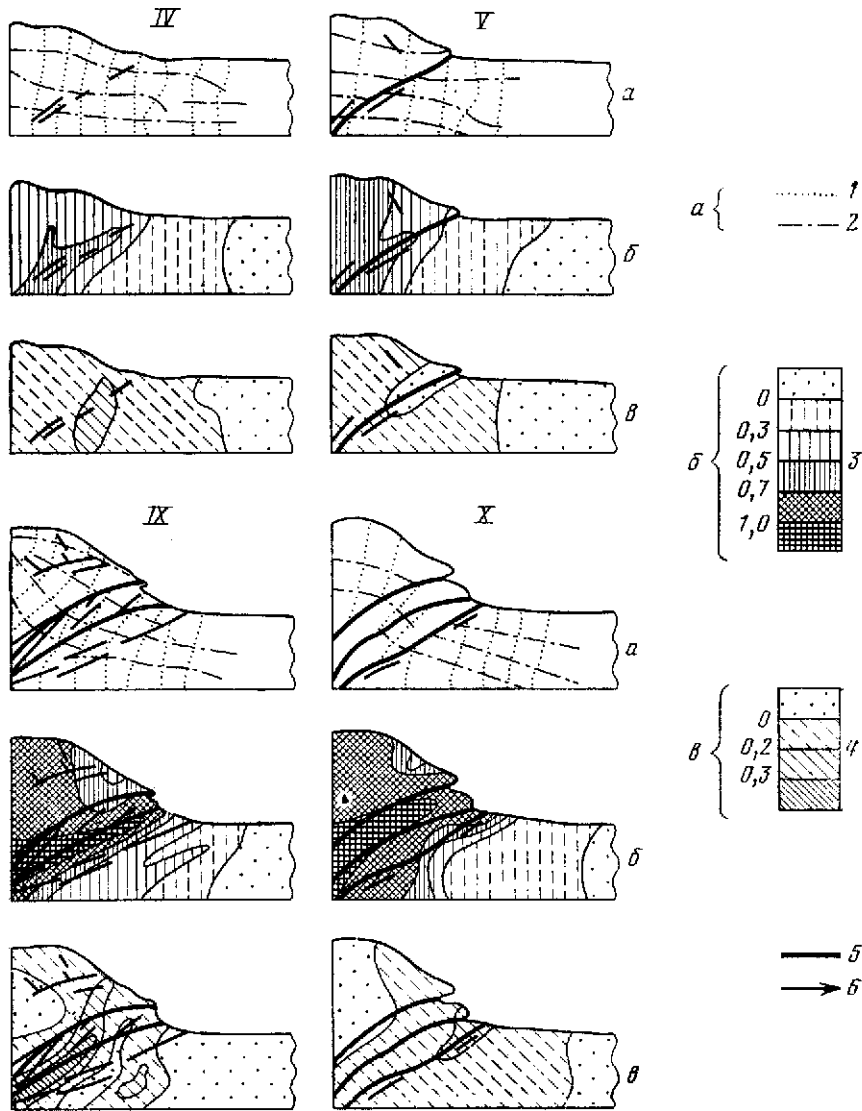
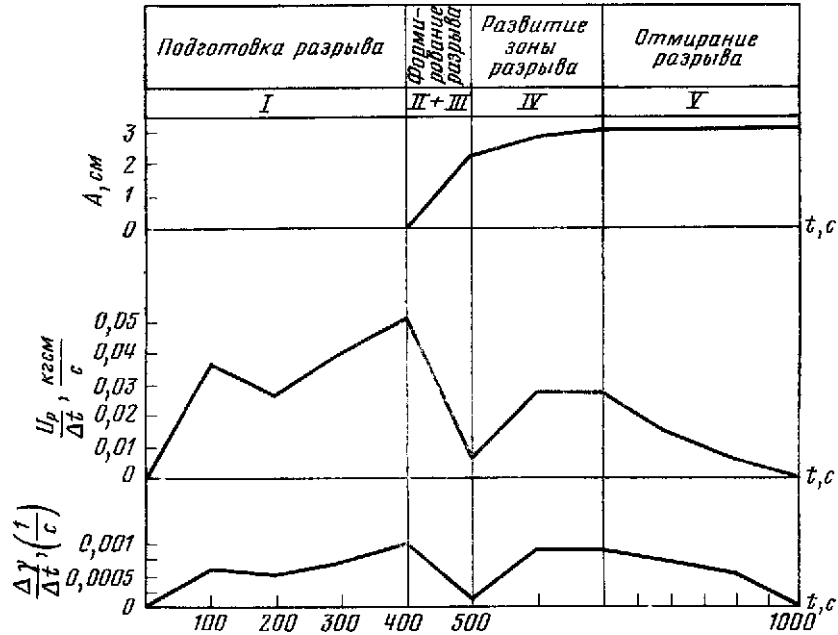


Рис. 1 (окончание)

вавшиеся после разрушения перемычек, сглаживаются, след разрыва в вертикальном сечении принимает форму, близкую к прямолинейной. Объединение разрывов в один полный надвиг происходит при деформациях сдвига  $\gamma_{\max} \approx 0,7 \div 1,0$  в зависимости от скорости деформирования, а также от ориентировки первичных разрывов. М. В. Гзовский, исследуя развитие разрывов по геологическим и сейсмологическим материалам [1, с. 473], выделяет в отдельную стадию оформление поверхности разрыва, т. е. приспособление окрестностей этой поверхности к происходящим по ней смещениям. Изучение разрывов на модели не позволяет наблюдать эту стадию отдельно с объединением отдельных трещин; возможно, из-за краткости времени процесса эти события представляются единовременными, поэтому мы выделяем объединение разрывов в одну поверхность и ее сглаживание — в одну стадию формирования сместителя разрыва.

**Стадия развития зоны разрыва.** На этой стадии происходит некоторое «оживление» пластических деформаций. Снова начинает «расплющиваться» верхний отсеченный блок, который, очевидно, играет на этом этапе роль



**Рис. 2.** Характеристика отдельных стадий развития надвига

$A$  — амплитуда разрыва;  $\Delta\gamma / \Delta t$  — средняя скорость логарифмической деформации сдвига;  $U_p$  — энергия, необходимая для пластической деформации;  $t$  — время

«мягкого» штампа при передаче напряжений на нижнюю, отсеченную надвигом, часть массива (рис. 1, кадры VI, VII). При этом происходит превращение плоскости надвига в криволинейную поверхность. Линейные перемещения по поверхности разрыва могут продолжаться еще некоторое время, оживляется «течение» материала в узкой зоне вдоль разрыва, которое, однако, постепенно переходит в зону вновь образующегося будущего разрыва. В нижней отсеченной части массива также начинают вновь развиваться пластические деформации, незначительные в зоне старого разрыва, быстро возрастающие в зоне следующего будущего разрыва.

При этом в зоне первого надвига образуются новые небольшие разрывы, по которым могут происходить небольшие линейные перемещения. Это — опережающие разрывы, расположенные под углом к надвигу, чаще в висячем крыле, и «сопутствующие» надвигу, параллельные ему, развивающиеся большей частью не на полную мощность, и входящие в его зону, образующие с ним один «kozyрек». Все указанные изменения приводят к существенному перераспределению деформаций внутри массива. Одновременно с завершением формирования зоны уже оформленного надвига заканчивается подготовка к образованию разрыва в новой зоне (рис. 1, кадр VIII). Момент начала разрушения перемычек в новой зоне является одновременно моментом окончания стадии развития старой зоны (рис. 1, кадр IX). Наступает **стадия отмирания**. Течение материала вдоль разрыва переходит полностью в новую зону, в старой зоне пластические деформации затухают, перемещения вдоль мелких разрывов также прекращаются, отдельные второстепенные разрывы «залечиваются».

На рис. 2 даны три графика, характеризующие возникновение, развитие и окончание формирования надвига в модели. На горизонтальной оси отложено время с начала опыта. Вертикальные линии показывают временные границы каждой стадии развития разрыва. Наиболее длительны стадии подготовки и «отмирания» разрыва, их продолжительность составляет соответственно ~40 и ~30% всего времени жизни разрыва. Быстрее всего происходит формирование поверхности сместителя разрыва: ~10% (100 с) всего времени от начала до конца образования надвига.



На верхнем графике показано изменение величины  $A$  относительно смещения крыльев разрыва в разные фазы. Нижний график отражает изменение средней скорости пластического деформирования (скорости деформаций сдвига  $\Delta\gamma/\Delta t$ ) в пределах зоны первого разрыва. Под «зоной первого разрыва» подразумевается часть модели, примыкающая к первому разрыву, расположенная между штампом и плоскостью, мысленно проведенной в модели посередине между первым и вторым разрывами. Сопоставление этих двух графиков показывает, что в первую стадию, когда смещение крыльев отсутствует, скорость деформации непрерывно возрастает, пока величина максимальных деформаций не достигнет некоторого предела ( $\gamma \cong 0,6 \div 1,0$ ). С этого момента, когда из-за разрушения перемычек между трещинами начинается смещение верхней части массива по образующейся поверхности надвига, средняя скорость деформаций в зоне резко падает, а наблюдающееся изменение деформации происходит в очень узкой зоне, прилегающей непосредственно к разрыву. Затем по мере уменьшения скорости приращения амплитуды смещения (выполаживание верхнего графика) скорость деформаций начинает снова возрастать.

Последняя стадия характеризуется тем, что амплитуда смещения крыльев разрыва в этот период практически не изменяется, а скорость деформаций в зоне разрыва постепенно падает до нуля. На среднем графике показана отнесенная к единице времени работа, затрачиваемая на пластическое деформирование зоны рассматриваемого разрыва. Таким образом, графики, приведенные на рис. 2, позволяют охарактеризовать уже с количественной стороны стадии формирования разрыва, выделенные М. В. Гзовским.

Выше описан типичный опыт, когда на всех стадиях формируются надвиги (за исключением сопутствующих разрывов в верхнем крыле первого надвига). Но иногда в первой (рис. 3, а, б) и четвертой (рис. 3, в, г) стадиях создается обстановка, благоприятная для образования сопряженных разрывов, поддвигов. Тогда продолжительность этих стадий увеличивается и на образование зоны требуется больший расход энергии. Однако если не прекратится приток энергии и не изменится схема приложения усилий, главным разрывом, секущим модель на всю мощность и определяющим ее структуру, всегда оказывается надвиг, как это показано на рис. 3, д. Таким образом, в конечном счете модель должна состоять из отдельных надвиговых зон, которых может быть несколько.

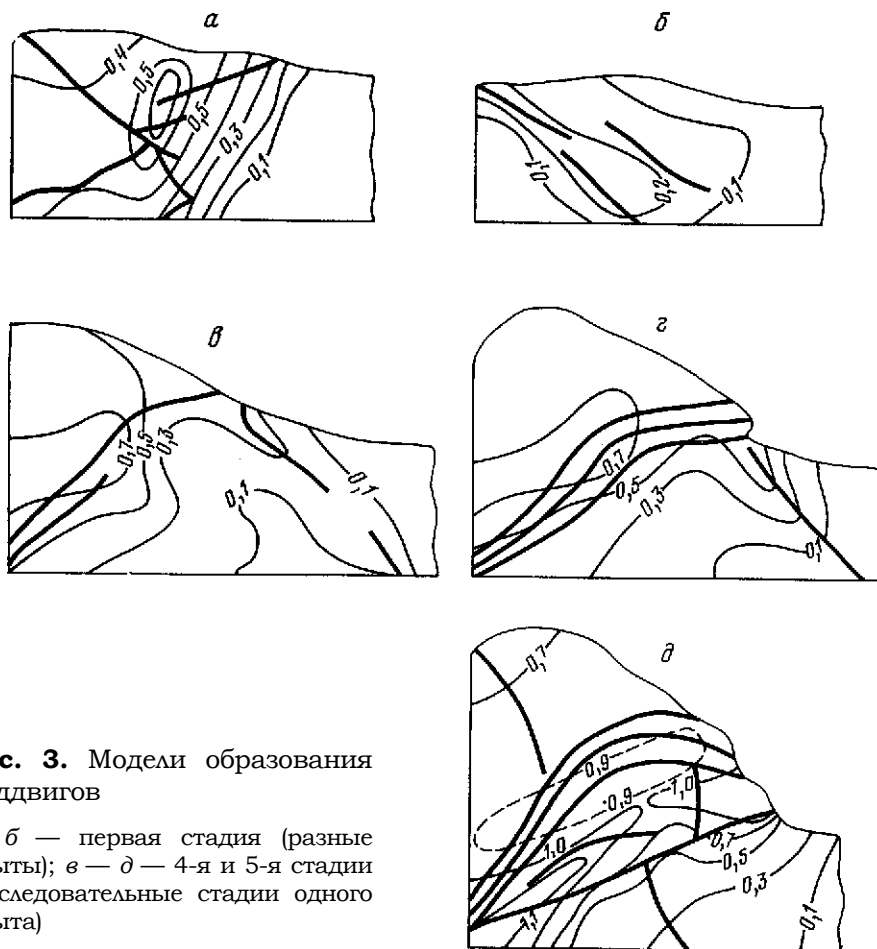
На рис. 4 представлены графики, характеризующие работу, затрачиваемую на образование зоны первого надвига (а) и на деформирование всей модели (б). Эти графики построены на основе расчетов по данным, полученным в процессе проведения опыта, показанного на рис. 1. Общая затраченная энергия определялась как сумма следующих отдельных видов энергии.

1) Энергия, расходуемая на упругие деформации  $U_e$ , рассчитывалась по формуле

$$U_e = u_e V,$$

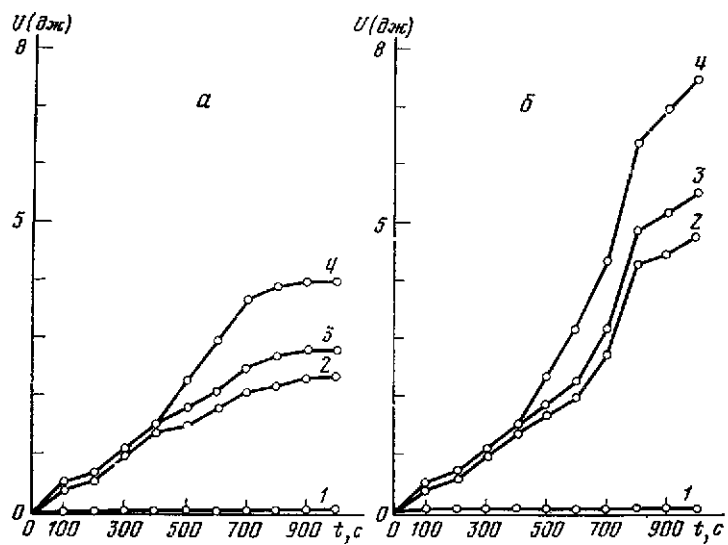
где  $V$  — деформируемый в зоне разрыва объем,  $U_e = \frac{3}{2} \tau_T^2 / G$  энергия, необходимая для деформирования единичного объема до перехода его в пластическое состояние,  $\tau_T$  — величина предела текучести при сдвиге, для материала модели  $\tau_T = 0,034$  кгс/см<sup>2</sup> (по данным Д. Н. Осокиной),  $G$  — модуль сдвига, определялся по литературным данным [4].

2) Энергия, расходуемая на пластические деформации. Для определения количества этого вида энергии применялся следующий прием: с помощью сетки квадратов (палетки), которая накладывалась на «лицевую» вертикальную плоскость модели как бы разделяя ее на равные площади. В центре каждого  $k$  квадрата (окна палетки) определялась накопленная деформация сдвига  $\gamma_k$ . Если считать, что модель испытывала плоское деформированное состояние, то значение  $\gamma_k$  можно распространить на всю ширину модели против соответствующего окна. Площадь окна палетки и ширина модели — величины постоянные, произведение их равно известной величине  $V_0$ . Та-



**Рис. 3.** Модели образования поддвигов

*а, б* — первая стадия (разные опыты); *в — д* — 4-я и 5-я стадии (последовательные стадии одного опыта)



**Рис. 4.** Расход энергии в модели при деформировании зоны первого надвига  
*а* — расход энергии на формирование самой зоны; *б* — на формирование всей модели

ким образом, с помощью палетки модель как бы разбивалась на  $n$  объемов, равных  $V_0$ , тогда

$$U_p = \tau_s V_0 \sum_{k=1}^n \gamma_k.$$

3) Энергия, затрачиваемая на вертикальные перемещения на преодоление силы тяжести  $U_g$ , определялась по формуле

$$U_g = \rho V_0 \sum_{k=1}^n s_k,$$

где  $\rho = 1,5 \text{ г/см}^3$  — плотность материала модели,  $s_k$  — вертикальное перемещение центра  $k$  окна палетки. Это перемещение считалось равным вертикальному перемещению соответствующего  $k$  объема  $V_0$ .

4) Энергия, затрачиваемая на преодоление трения при перемещении крыльев нарушений по поверхностям их сместителей  $U_d$ . При ее оценке напряжение трения между поверхностями разрыва принимаем равным  $\tau_s$ . Таким образом,

$$U_d = \tau_s s l,$$

где  $s$  — площадь поверхности разрыва,  $l$  — амплитуда перемещения.

Остальные виды энергии не учитывались, так как предполагалось, что их величины лежат в пределах точности определения.

При построении графиков на рис. 4 по оси абсцисс откладывалось время деформирования с момента начала опыта, по оси ординат —  $U_e$  (1),  $U + U_p$  (2),  $U_e + U_p + U_g$  (3),  $U_e + U_p + U_g + U_d$  (4).

В природе можно найти много аналогов этим моделям. Например, угольным месторождениям свойственны структуры, подобные полученным на наших моделях: Кузбасс, Кизеловский бассейн, Донбасс, Караганда. В Кадиевском районе Донбасса серия крупных надвигов, ориентированных почти параллельно друг другу, имеющих широтное простирание, пересекает массив через определенные интервалы. Каждый из этих надвигов имеет свою «зону», которую пересекают его «апофизы» и небольшие разрывы параллельной ориентировки. Большое количество разрывов, не всегда прослеживающихся горными работами, весьма осложняют ведение горных работ, в особенности при комплексной их механизации. К наиболее нарушенным участкам горных пород приурочены места внезапных выбросов угля и газа, здесь существует наибольшая опасность обводнения горных выработок, усложняется управление горным давлением, увеличивается опасность «вывалов» из кровли выработок и увеличивается опасность внезапного обрушения кровли. Кроме того, всякое, даже незначительное, нарушение горных пород со смещением усложняет и удорожает эксплуатацию месторождения, так как вызывает необходимость демонтажа и извлечения комплексов механизации и увеличивает дорогостоящие нарезные работы. Все перечисленные и многие другие факторы ставят перед геологами прогнозирование разрывных нарушений и наиболее деформированных зон в число первоочередных задач, так как степень деформированности каждого добычного участка должна быть отражена при планировании. Нам представляется, что моделирование может помочь решению ряда практических задач и уже сейчас ответить на некоторые вопросы. Наши модели показывают, что число разрывов с глубиной в надвиговых зонах не только не уменьшается, а, наоборот, увеличивается. Увеличивается кроме того, неравномерность и плотность их распределения на отдельных участках. Представление о цикличности пространственного распределения разрывов типа надвига, сделанное на основе многих наблюдений в разных бассейнах, подтверждается.

Уже сейчас можно сделать ряд выводов о положении наиболее деформированных участков. При образовании надвигов наибольшие деформации претерпевают горные породы, прилегающие к глубоким частям разрывов, и мас-

сивы, которые пересекаются более древними разрывами. При относительно близком расположении разрывов друг к другу максимум накопленных пластических деформаций может находиться между разрывами, и не прилегать к ним. Это происходит за счет наложения и суммирования полей деформаций этих разрывов. Весьма опасны с точки зрения ведения горных работ участки, прилегающие к выполаживающимся верхним концам разрывов, так как они претерпевают не только значительные деформации сдвига, но и угловое вращение.

Образование надвигов при продольном сжатии сопровождается значительными пластическими деформациями, которые проявляются в виде небольших складок, увеличений мощности слоев, подворотов слоев у разрывов и т. д. Величина относительных деформаций сдвига при этом может достигать 1,0 и более.

Развитие зоны надвига происходит в пять этапов, каждая стадия характеризуется своими качественными и количественными критериями.

При формировании надвига и его зоны энергия расходуется на развитие упругих и пластических деформаций, на вертикальные перемещения, т. е. на преодоление силы веса и на работу сил трения при перемещениях крыльев нарушений по поверхностям разрывов. Наибольшая доля энергии расходуется на осуществление пластических деформаций и на преодоление трения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Гзовский М. В.* Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975.
2. *Григорьев А. С.*— В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород, М., 1974, с. 61–72.
3. *Михайлова А. В.*— В кн.: Тектонофизика и механические свойства горных пород. М., 1971, с. 38–48.
4. *Месчан А. П.* Ползучесть глинистых грунтов. М., «Наука», 1966, 214 с.

А. В. МИХАЙЛОВА

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕКТОНИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПРИ НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМАХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

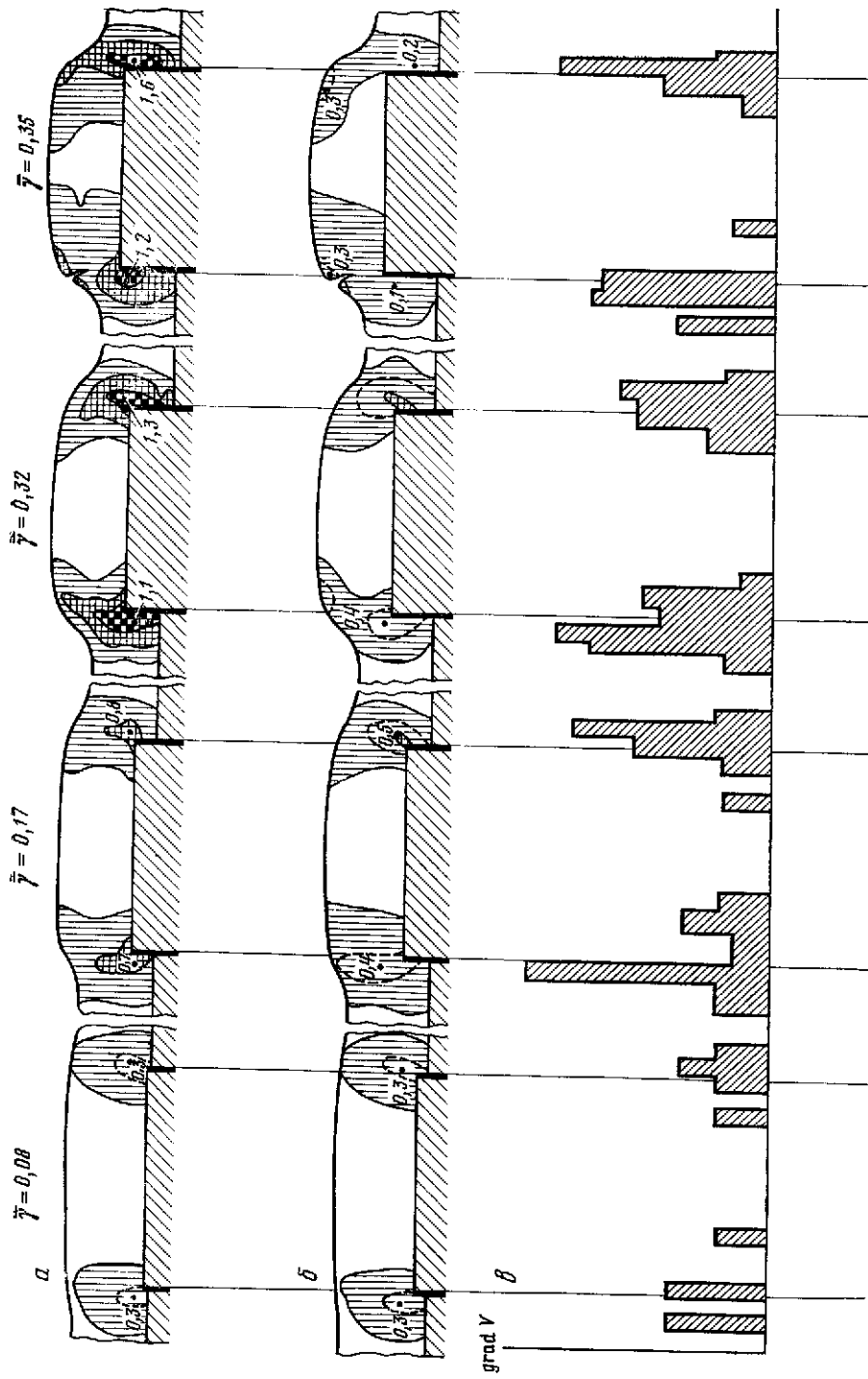
В предыдущей статье рассмотрены закономерности перемещений поверхности в структурах поперечного изгиба при опускании блока фундамента. В настоящей работе делается попытка показать, что подобные закономерности, позволяющие, с одной стороны, характеризовать механизм деформаций, с другой стороны, носящие прогностический характер, должны иметь место и при других способах формирования тектонических структур. С этой целью ниже рассматриваются примеры структур продольного сжатия и антиклиналей поперечного изгиба.

**Поперечное изгибание.** Так же как в статье А. С. Григорьева<sup>1</sup> рассматривается простейший случай поперечного изгиба, связанный с вертикальным перемещением блока фундамента, в отличие от предыдущей работы, где рассматривались модели синклиналей, ниже описываются модели антиклинальных поднятий. Модели такого рода описывались уже многими авторами [2, 4, 6 и др.]. В этих работах рассматривалась качественная сторона процесса на моделях из пластичных материалов [2, 6] или делалась количественная оценка некоторых физических параметров на моделях из упругих материалов. В первом случае прослеживался процесс образования складки, но не представлялось возможным оценить величины деформаций или напряжений в модели, во втором случае, в моделях из оптически активных материалов оценивались величины напряжений, но в заранее созданной из упругого материала модели складки. Кроме того, были сделаны попытки моделирования антиклиналей поперечного изгиба из маловязкого оптически активного материала, позволяющего следить за образованием складки [2], однако некоторые технические трудности такого моделирования пока оказались непреодоленными. В моделях оказалось возможным проследить процесс деформирования с самого начала и на различных стадиях оценить величину остаточных деформаций, параллельно сопоставляя их с возникающими нарушениями сплошности массива.

На рис. 1 представлена схема развития складки в условиях, аналогичных описанным ранее, только при поднятии штампа для соотношения  $H/L = 1/3$ .

Как видно из рис. 1, а, б, для этого механизма характерно унаследованное развитие остаточных деформаций, максимальные значения которых фиксируются в местах перегиба крыльев складок. Зоны интенсивных деформаций примыкают к поднимающемуся штампу и отсюда распространяются, постепенно разрастаясь, к поверхности и в стороны. Относительные максимальные деформации сдвига при поднятии штампа на высоту  $\sim 0,2H \div H$  ( $H$  — мощность деформируемого слоя достигают значений  $\gamma_{\max} \approx 0,3 \div 1,2$ . Приращения логарифмических деформаций при поднятии штампа на  $\sim 0,1—0,2H$  колеблются в пределах  $\Delta\gamma \approx 0,1 \div 0,5$ . Траектории главных нормальных деформаций имеют характерный вид: траектории деформаций укорочения ориентированы веерообразно относительно штампа (рис. 1, а), траектории удлинения за исключением приповерхностного участка в замке складки на поздних стадиях развития, приблизительно параллельны поверхности складки. После поднятия штампа примерно на  $0,5H$  зоны повышенных деформаций сдвига распространяются до поверхности и часто образуют здесь второй максимум, примыкающий к поверхности (первый примыкает к штампу) (рис. 2, а). Одновременно на поверхности в замке складки начинают

<sup>1</sup> См. статью А. С. Григорьева, А. В. Михайлова, З. Е. Шахмурадовой в настоящем сборнике.



**Рис. 1.** Схема развития складки поперечного изгиба

*a* — накопленные относительные деформации сдвига  $\gamma$ ; *б* — приращения логарифмических деформаций сдвига  $\Delta\gamma$ ; *в* — траектории модулей градиентов вертикальных перемещений поверхности; *г* — траектории удлинений и укорочений; *д* — траектории перемещений поверхности; деформации  $\gamma$  и  $\Delta\gamma$ : 1 — 0,1—0,3; 2 — 0,3—0,5; 3 — > 0,5; 4 — фундамент; 5 — разломы в фундаменте; траектории деформаций: 6 — удлинения; 7 — укорочения; 8 — модули градиентов вертикальных перемещений поверхности; 9 — траектории перемещений точек поверхности

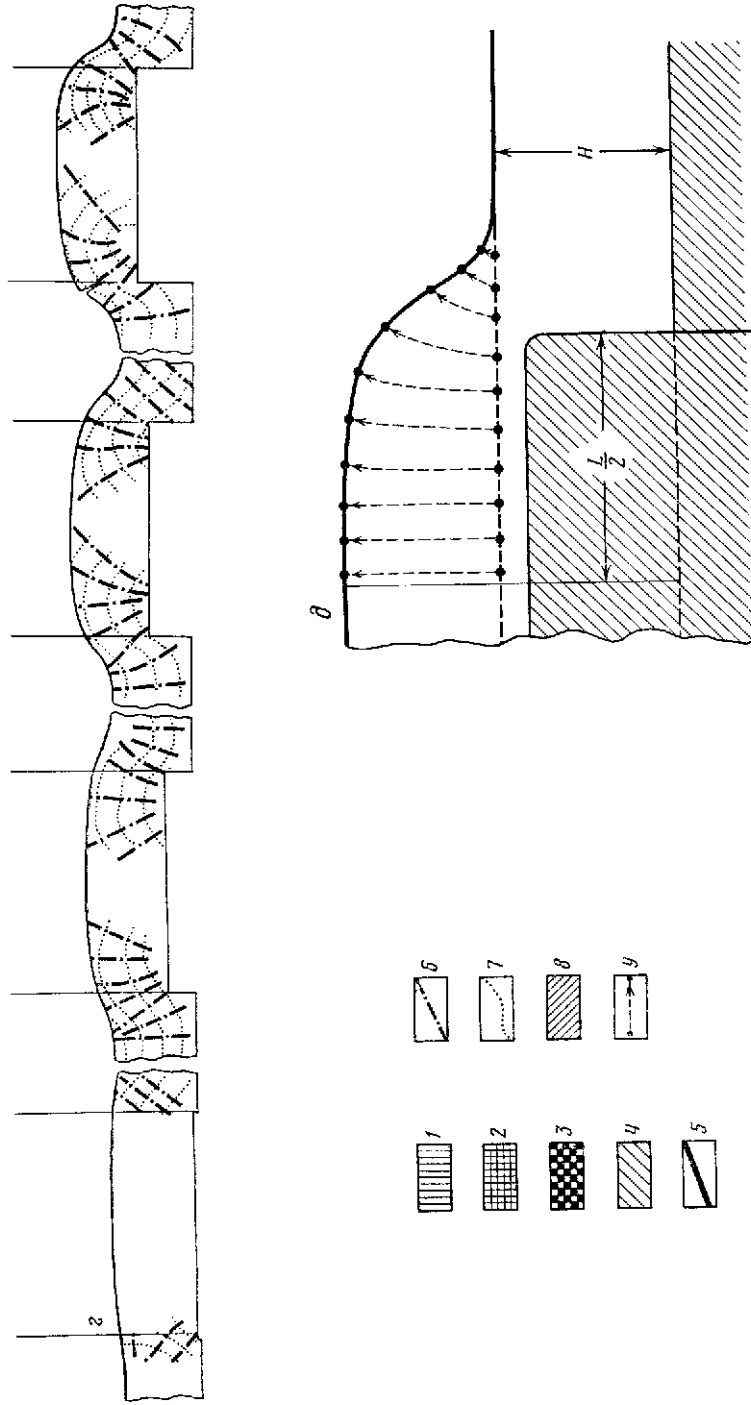
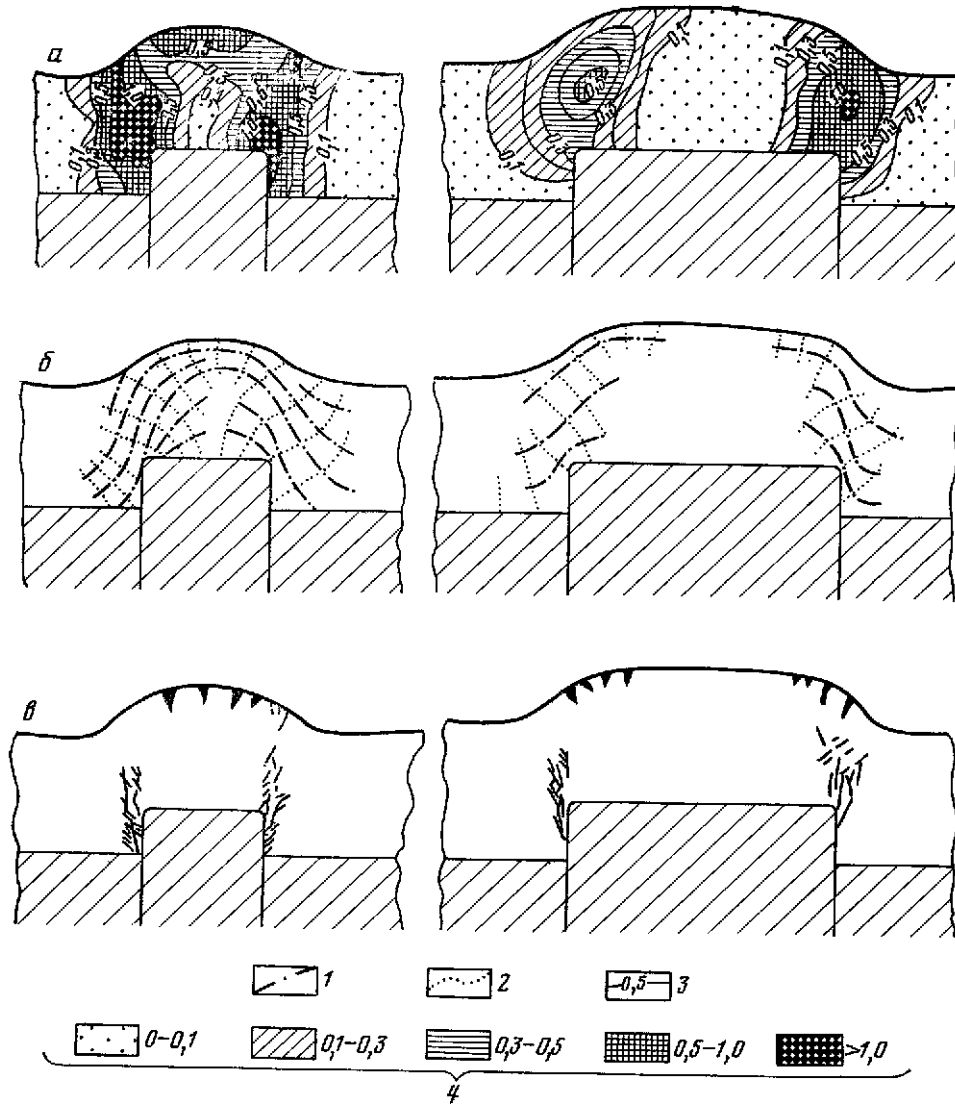


Рис . 1. (окончание)



**Рис. 2.** Деформации и разрывы в приповерхностных зонах антиклиналей поперечного изгиба

*a* — накопленные деформация сдвига  $\gamma$ ; *б* — траектории деформаций удлинения и укорочения; *в* — схема расположения разрывов в приповерхностной зоне складки; траектории деформаций: 1 — удлинения; 2 — укорочения; 3 — изолинии деформаций сдвига ( $\gamma$ ); 4 — значения деформаций сдвига

образовываться отрывы, которые затем при соскальзывании крыла вниз переходят в сбросы. Ориентировка осей удлинения на этом участке становится параллельной поверхности замка (рис. 2, б). Это явление наблюдается в складках со сравнительно небольшим размахом крыльев для  $L/H < 3$ , при  $L/H > 3$  ( $L$  — ширина штампа); отрывы, разрастающиеся с поверхности, тяготеют к поверхности структуры над зонами сдвига (рис. 2, в).

Одновременно с развитием складки в зонах сдвига формируются зоны трещиноватости, в которых наблюдаются трещины скола двух сопряженных систем, претерпевающих в процессе роста антиклинали некоторый небольшой поворот. Ширина зон трещиноватости, конфигурация складки и наличие и характер отрывов существенно зависят от скорости деформирования (рис. 3). Правда, в какой степени данный результат моделирования можно переносить на природные объекты, решить пока окончательно нельзя, так



**Рис. 3.** Зависимость характера деформирования в антиклиналях поперечного изгиба от скорости движения штампа  $V$  (мм/мин)

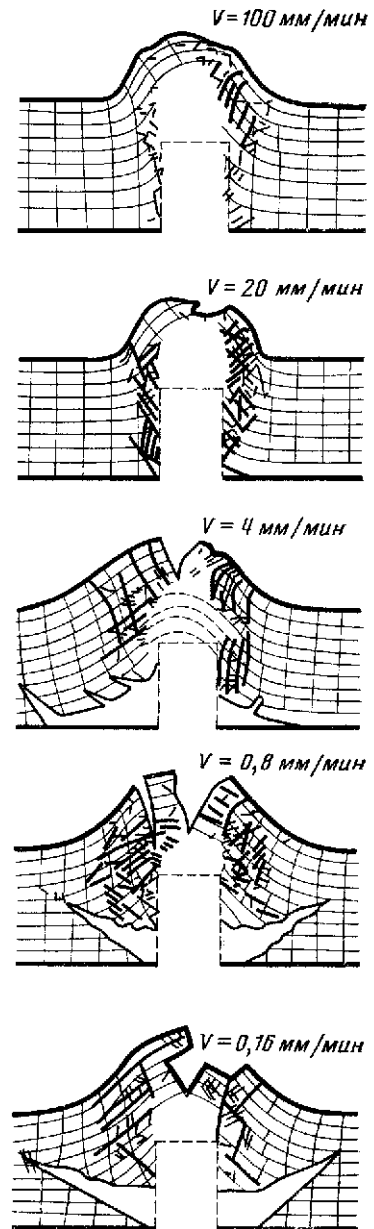
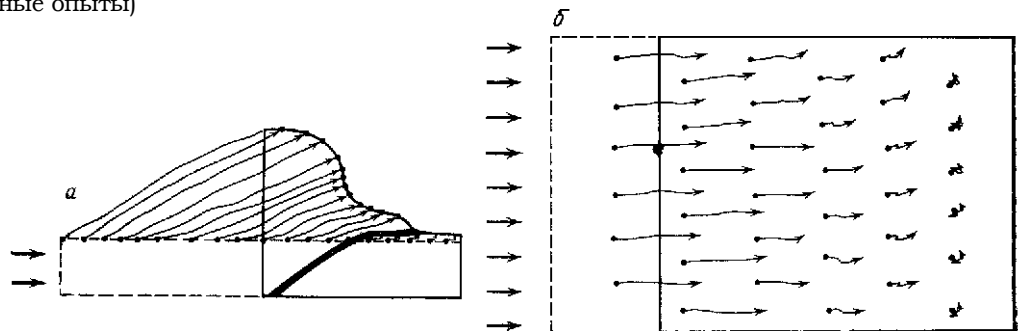
как ввиду недостаточности данных о реологических свойствах горных пород нельзя окончательно решить, в какой степени материал модели складок соответствует реологической модели горных пород.

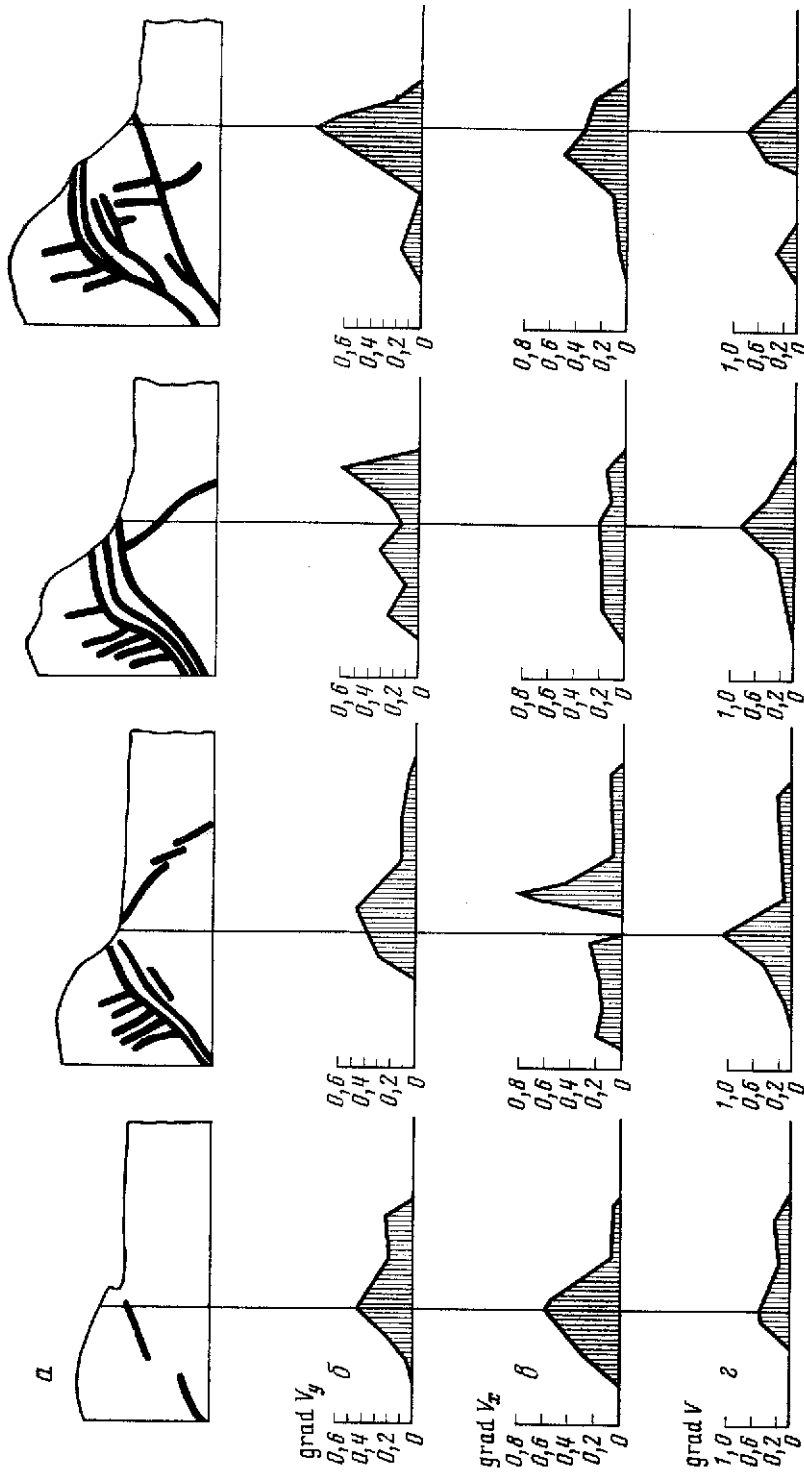
На моделях антиклиналей исследовались также закономерности перемещений поверхности. С точки зрения теории они должны быть идентичны тем, что были получены для синклиналей. Однако теория рассматривала ненарушенный массив с линейными характеристиками материала. Следовало проверить, каковы будут скорости и градиенты перемещений для антиклиналей, в которых, как правило, в отличие от описанных выше синклиналей в зонах вертикального сдвига (в рассматриваемых моделях) не образуются разрывы с единой поверхностью смещения, а наблюдаются зоны трещиноватости. Кроме того, растяжение у штампа здесь проявляется значительно меньше, и область его распространения, вероятно, более ограничена. Тем не менее, как показывают графики рис. 1, в, в антиклиналях поперечного изгиба, так же как и в синклиналях, экстремальные значения модулей градиентов вертикальных перемещений поверхности также приурочены к «разломам» между движущимся и неподвижными блоками фундамента модели. Кроме того, они также смещены в сторону опущенного (в данном случае неподвижного блока).

**Продольное сжатие.** Здесь, так же как и ранее, рассматривается образование надвиговой структуры. Описание деформаций такой структуры опускается, так как оно сделано выше.

**Рис. 4.** Графики траекторий перемещений поверхности для структуры продольного сжатия

$a$  — в вертикальной плоскости при подвижке штампа на  $\frac{1}{2}$  первоначальной длины модели;  $b$  — в проекции на горизонтальную плоскость при подвижке штампа на  $\frac{1}{4}$  первоначальной длины модели (разные опыты)





**Рис. 5.** Графики градиентов скоростей перемещений точек поверхности структуры продольного сжатия  
 а — схема развития структуры продольного сжатия; б — градиенты скоростей вертикальных; в — горизонтальных; г —  
 полных перемещений

Остановимся лишь на характеристиках перемещений поверхности с тем, чтобы выяснить, можно ли ставить вопрос о наличии при продольном сжатии закономерностей, аналогичных тем, которые мы наблюдали в структурах поперечного изгиба. На рис. 4 мы видим графики траекторий перемещений поверхности, характерные для описываемых структур. Видно, что они принципиально отличаются от графиков траекторий для структур поперечного изгиба — рис. 1, д.

Рассмотрим рис. 5, на котором показаны графики градиентов скоростей перемещений поверхности

$$\text{grad } V_x = \frac{\Delta V_x}{\Delta x}, \quad \text{grad } V_y = \frac{\Delta V_y}{\Delta x}, \quad \text{grad } V = \frac{\Delta V}{\Delta x},$$

Здесь  $\Delta V_x$  и  $\Delta V_y$  — разность средних скоростей между двумя фиксированными точками, а  $\Delta x$  — расстояние между этими точками в конце интервала времени, для которого определялись значения средних скоростей.

На рис. 5, а, показана структура, для которой построены графики градиентов. Структура довольно сложная: помимо группы надвигов во второй, третьей и четвертой стадиях, мы видим здесь поддвиг. Тем не менее в каждой стадии максимальные градиенты скоростей перемещений поверхности (особенно это относится к градиентам полных скоростей) достаточно четко приурочены к тому участку поверхности, где развивающийся разрыв пересекает поверхность. На первой стадии — это выход на поверхность будущего надвига, на второй стадии — участок выхода группы надвигов и поддвигов, на третьей — выход той же группы разрывов, которые продолжают развиваться, на четвертой — выход нового нарушения — надвига.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов Т. П. Тектонические движения Памира в плейстоцене-голоцене и сейсмичность. М., «Наука», 1976. 120 с.
2. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. М., «Наука», 1975. 536 с.
3. Гзовский М. В., Крестников В. Н., Рейснер Г. И.— Изв. АН СССР. Сер. геоф., 1959, № 8, с. 1147—56.
4. Лучицкий И. В., Бондаренко П. М.— Геотектоника, 1972, № 2, с. 3—19.
5. Сидоров В. А.— Автореф. дис. на соиск. учен. степ. геол-минерал. наук. М., 1971, с. 28.
6. Сычева - Михайлова А. М.— Некоторые результаты моделирования глыбовых платформенных складок. — Советская геология, 1958, № 9, с. 13—25.
7. Уломов В. И. Динамика земной коры и прогноз землетрясений. Ташкент, «Фан», 1974, 215 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....3

### 1. Тектонофизические реконструкции с помощью полевых и теоретических исследований

*Гущенко О. И.*

Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений .....7

*Гущенко О. И.*

Реконструкция поля мегарегиональных тектонических напряжений сейсмоактивных областей Евразии .....26

*Сим Л. А.*

Реконструкция направлений действия главных напряжений в долине р. Косью (Западный Тиман) методом кинематического анализа трещинных структур .....52

*Гущенко О. И., Кузнецов В. А.*

Определение ориентации и соотношения величин главных напряжений по совокупности направлений сдвиговых тектонических смещений .....60

*Степанов В. В.*

Количественная оценка тектонических деформаций .....67

*Степанов В. В., Смирнов Л. А., Владимиров В. Г., Лукина Н. В., Онучин А. А.*

Определение направлений и величин «разрывных» палеотектонических деформаций .....72

*Степанов В. В.*

Морфологическая характеристика и количественная оценка палеодеформаций западной части Внешней зоны Памиро-Куэнь-луня .....78

*Григорьев А. С., Михайлова А. В., Шахмурадова З. Е.*

Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах .....97

*Григорьев А. С.*

Об определении напряжений и деформаций в литосфере с учетом изменения вязкости с глубиной .....126

### 2. Тектонофизическое моделирование

*Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю.*

Метод моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений .....139

*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 .....163

*Осокина Д. Н., Гущенко О. И., Лыков В. И., Цветкова Н. Ю.*

Моделирование локальных полей тектонических напряжений, обусловленных системами глубинных разломов (на примере двух районов Средней Азии) .....185

*Осокина Д. Н., Никонов А. А., Цветкова Н. Ю.*

Моделирование локального поля напряжений системы разломов Сан-Андреас ..... 204

*Смирнов Л. А.*

Моделирование локальных полей напряжений при прогнозировании областей развития малоамплитудных разрывов на месторождениях полезных ископаемых ..... 227

*Михайлова А. В.*

Поля деформаций при образовании надвига в моделях структур продольного сжатия ..... 235

*Михайлова А. В.*

Моделирование процессов формирования тектонических структур при некоторых механизмах деформирования ..... 244

УДК 551.24.035 + 551.24.05

**Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений.** Гу щ е н к о О. И.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 7–25.

Рассматриваются кинематические особенности трещинных структур разрушения массивов горных пород, свидетельствующие об устойчивости и единстве направлений действия тектонических напряжений определенного уровня в пределах выделенных по ориентировкам борозд скольжения простейших объемов. Исходя из выявленных закономерностей, согласующихся с теорией пластичности Батдорфа — Будянского, формализуется стереографический способ определения направлений действия тектонических полей напряжений различных уровней и вида напряженного состояния по данным о минимальных совокупностях направлений одномасштабных сдвиговых смещений, фиксируемых на ослабленных поверхностях разной ориентации и генезиса.

Ил. 7, список лит. 23 назв.

УДК 551.24.035 + 551.1. + 550.348.64

**Реконструкция поля мегарегиональных тектонических напряжений сейсмоактивных областей Евразии.** Гу щ е н к о О. И.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 26–51

Рассмотрены основные методические принципы и результаты реконструкции современного мегарегионального поля напряжений Евразийского континента по сейсмологическим данным о механизмах очагов сильных землетрясений. В соответствии с разработанной автором методикой исследованы опубликованные в отечественной литературе механизмы очагов 1425 землетрясений. В результате анализа выделен и охарактеризован устойчивый по ориентации главных осей мегарегиональный уровень поля напряжений. Исходя из особенностей установившегося поля напряжений, высказывается предположение о возможном механизме формирования Евразийского континента в целом. Для территории юга Евразии выявлена ритмичность изменения во времени соотношения величин главных напряжений и проведено сопоставление выделенных коровых и подкоровых импульсов условного сжатия и растяжения.

Табл. 2, ил. 12, список лит. 29 назв.

УДК 551.24.035

**Реконструкция направлений действия главных напряжений в долине р. Косью (Западный Тиман) методом кинематического анализа трещинных структур.** С и м Л. А.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 52–59.

Анализируются особенности распределения зафиксированных в зоне Косьюского разлома направлений сдвиговых смещений сходных масштабных порядков, выявленные по бороздам скольжения на поверхностях напластования и крупных трещин различной ориентации. Делается вывод о единстве направлений действия главных осей наиболее молодого, по-видимому, современного, поля тектонических напряжений в окрестностях шва анализируемого разлома.

Выявленные системы крупных трещин, как правило, произвольно ориентированы по отношению к реконструированным направлениям  $\tau_{\max}$ , действующего на эти трещины поля напряжений.

Ил. 3, список лит. 10 назв.

УДК 551.24.035

**Определение ориентации и соотношения величин главных напряжений по совокупности направлений сдвиговых тектонических смещений.** Гу щ е н к о О. И., Ку з н е ц о в В. А.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 60–66.

Исходя из геологических и сейсмологических данных, рассматривается упрощенная модель напряженно-го состояния простейших объемов горных пород и различные варианты алгоритмов вычисления направлений главных напряжений и коэффициента Лодэ — Надаи ( $\mu_0$ ). Определение этих параметров производится по данным о направлениях сдвиговых подвижек, фиксируемых на различно ориентированных одномасштабных плоскостях нарушений. Направления таких подвижек рассматриваются при этом как индикаторы ориентации касательного напряжения определенного уровня для произвольно ориентированных сечений анализируемого объема. Последовательный во времени и пространстве анализ каждой из минимальных совокупностей этих направлений позволяет локализовать области, которые наилучшим образом аппроксимируются моделью объема с единой, устойчивой во времени ориентацией главных напряжений.

Список лит. 3 назв.

УДК 551.24.035

**Количественная оценка тектонических деформаций.** С т е п а н о в В. В.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 67–71.

Сформулирована модель одного из наиболее широко распространенных механизмов деформирования земной коры, обусловленного смещениями по сложной совокупности разномасштабных разрывных нарушений. Предлагается использовать известные в механике уравнения тензора деформаций для количественного описания палеотектонических пластических «разрывных» деформаций и даются рекомендации по усовершенствованию графического способа нахождения осей главных палеотектонических деформаций.

Ил. 1, список лит. 15 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.05

**Определение направлений и величин «разрывных» палеотектонических деформаций.** С т е п а н о в В. В., С м и р н о в Л. А., В л а д и м и р о в В. Г., Л у к и н а Н. В., О н у ч и н А. А.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 72–77.

В работе проведены определения главных палеотектонических деформаций, обусловленных смещениями по совокупности разрывных нарушений, для следующих участков земной коры:

Карагандинского синклиория; западной части Южного Тянь-Шаня и участка Адыча-Тарьинской структурной зоны Яно-Кольмской складчатой области. Определения проводились с применением известных в механике уравнений тензора деформаций, не применявшихся ранее в геологии.

Ил. 3, список лит. 5 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.05

**Морфологическая характеристика и количественная оценка палеодеформаций западной части Внешней зоны Памиро-Куэнь-луня.** Степанов В. В. В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 78–96.

Дана характеристика тектонических структур участка Внешней зоны Памира. Приведены новые доказательства возможности выделения Внешней зоны Памира из общей структуры Таджикской депрессии, основанные на анализе суммарных мощностей отдельных литофаций меловых отложений Таджикской депрессии. Приведены определения главных палеотектонических деформаций за счет «разрывных» перемещений, результаты изучения кинематики послойных смещений и возможное положение меняющихся во времени осей главных напряжений, наилучшим образом объясняющие кинематику послойных срывов.

Ил. 9, список лит. 39 назв.

УДК 551.24.035 + 551.242.1 + 551.24.02 + 551.1/528

**Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах.** Григорьев А. С., Михайлова А. В., Шахмурадова З. Е. — В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 97–125.

Излагаются результаты теоретического решения задачи о деформациях, напряжениях и перемещениях поверхности осадочной толщи над движущимися вертикально и наклонно блоками фундамента. Выделены участки действия повышенных напряжений  $\tau_{\max}$ , где ожидается возникновение зон повышенной трещиноватости. Теоретическое решение дополнено результатами экспериментов на пластичных моделях. Установлена связь между градиентами скоростей вертикальных перемещений поверхности и разрывами на глубине.

Табл. 1, ил. 18, список лит. 11 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.05

**Об определении напряжений и деформаций в литосфере с учетом изменения вязкости с глубиной.** Григорьев А. С. — В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 126–138.

В работе рассматривается задача о напряженном состоянии и деформациях участка литосферы, принимаемой за линейно-вязкое тело с вязкостью, зависящей от координат. Построены методы решения уравнений и получены выражения для напряжений и скоростей смещения, отвечающих экспоненциальному и линейному закону изменения вязкости с глубиной.

Ил. 2, список лит. 9 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02

**Метод моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений.** Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 139–162.

Рассматривается методика поляризационно-оптического моделирования двумерных локальных полей напряжений в окрестностях нарушения с сомкнутыми берегами и с трением, имитирующих тектонические разрывы. Построены схемы распределения напряжений  $\tau_{\max}$  и траекторий осей напряжений локального поля около плоского разрыва при различной ориентации разрыва и различном характере контакта между его берегами для случая исходного поля одноосного сжатия. Результаты экспериментов согласуются с решением задачи теории упругости.

Ил. 10, список лит. 57 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02 + 551.24.05 + 551.1/528

**Изучение локального поля напряжений и прогноз вторичных нарушений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений с учетом третьего главного напряжения.** Осокина Д. Н., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 163–184.

Рассматривается трехмерное локальное поле напряжений в окрестностях плоского нарушения с трением, имитирующего тектонические разрывы. Исследованы ориентация осей напряжений и расположение потенциальных поверхностей скалывания в упругом массиве около разрыва для различных исходных полей напряжений. Установлено существование вблизи концов разрыва шести типов локального поля и ожидаемых вторичных нарушений. Результаты согласуются с геологическими данными и заметно отличаются от предложенных ранее схем. На их основе предлагается выделять в зонах разломов два генетически различных типа сильных землетрясений.

Ил. 8, список лит. 30 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02 + 550.348.64

**Моделирование локальных полей тектонических напряжений, обусловленных системами глубинных разломов (на примере двух районов Средней Азии).** Осокина Д. Н., Гущенко О. И., Лыков В. И., Цветкова Н. Ю. — В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 185–204.

Рассмотрены возможности использования методики моделирования локальных полей напряжений, обусловленных тектоническими разрывами, для изучения на упругих моделях возмущений поля напряжений некоторых конкретных регионов. Изучены локальные поля напряжений  $\tau_{\max}$  в моделях с разрывами, имитирующими разрывную структуру Ирана и Туркмении, Памира и Тянь-Шаня. Отмечено некоторое соответствие между расположением в модели участков с повышенными напряжениями  $\tau_{\max}$  и размещением в коре части сильных землетрясений.

Ил. 9, список лит. 42 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02 + 550.348.64

**Моделирование локального поля напряжений системы разломов Сан-Андреас.** Осокина Д. Н., Никонов А. А., Цветкова Н. Ю.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 205–227.

С помощью моделирования изучено локальное поле напряжений  $\tau_{\max}$  на моделях с разрывами, имитирующими систему разломов Сан-Андреас. Рассмотрены характер смещений и морфология системы разрывов в модели, обнаружено сходство их со смещениями и особенностями морфологии региона. Проведено сопоставление локального поля  $\tau_{\max}$  модели с сейсмичностью зоны разломов. Намечены два типа связи величины  $\tau_{\max}$  с сильными землетрясениями.

Ил. 10, список лит. 60 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02

**Моделирование локальных полей напряжений при прогнозировании областей развития малоамплитудных разрывов на месторождениях полезных ископаемых.** Смирнов Л. А.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 228–235.

Рассмотрены возможности использования метода моделирования локальных полей напряжений для прогнозирования участков шахтных полей с повышенной густотой малоамплитудных разрывов. Приведены результаты изучения локального поля напряжений  $\tau_{\max}$  в модели, воспроизводящей крупные разрывы шахтного поля. Показано удовлетворительное соответствие между расположением участков развития малоамплитудных разрывов и участков действия повышенных напряжений  $\tau_{\max}$  в модели.

Ил. 2, список лит. 7 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02 + 551.1/528

**Поля деформаций при образовании надвига в моделях структур продольного сжатия.** Михайлова А. В.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 236–244.

Описывается механизм образования надвиговой структуры продольного сжатия. Подсчитывается расход энергии для образования такой структуры по данным моделирования. Рассматриваются отдельные стадии образования надвига в соответствии со взглядами М. В. Гзовского. Дается их качественная и количественная характеристика.

Ил. 4, список лит. 4 назв.

УДК 551.24.035 + 551.24.02

**Моделирование процессов формирования тектонических структур при некоторых механизмах деформирования.** Михайлова А. В.— В кн.: Поля напряжений и деформаций в литосфере. М., «Наука», 1979, с. 245–251.

Описываются особенности деформаций и перемещений в пластичной толще для механизмов образования антиклиналей поперечного изгиба и надвигов при продольном сжатии. Даются некоторые количественные оценки деформаций и перемещений. Показано наличие связи между градиентами скоростей перемещений точек поверхности структуры и разрывами внутри нее. Показано различие между указанными закономерностями связи в структурах продольного сжатия и поперечного изгиба.

Ил. 5, список лит. 7 назв.



## **Поля напряжений и деформаций в литосфере**

---

Утверждено к печати  
Ордена Ленина Институтом физики Земли  
им. О. Ю. Шмидта

Редактор  
М. С. Райкова

Художник  
Ю. А. Ноздрин

Художественный редактор  
С. А. Литвак

Технический редактор  
Ю. В. Серебрякова, Т. А. Прусакова

Корректоры  
Ф. А. Дебабов, Н. И. Кодыкова

ИБ № 5426

Сдано в набор 3.05.78  
Подписано к печати 22.01.79  
Т-02813. Формат 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
Бумага типографская № 2  
Гарнитура обыкновенная  
Печать высокая  
Усл. печ. л. 23,1 Уч.-изд. л. 23,8  
Тираж 1000 экз. Тип. зак. 805  
Цена 2 р. 40 к.

Издательство «Наука»  
117485, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 94а

2-я типография издательства «Наука»  
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10