

Поля напряжений и деформаций в земной коре

Издательство “Наука”

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ им. О.Ю. ШМИДТА

Поля напряжений и деформаций в земной коре

Ответственный редактор
член-корреспондент АН СССР Ю.Д. Буланже



МОСКВА
"НАУКА"
1987

Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука 1987. 184 с.

Исследованы механизмы деформирования осадочного чехла при движениях блоков фундамента, соответственные поля напряжений и характеристики движений поверхности. Рассмотрена задача о деформировании однородного чехла в условиях продольного сдвига. Получено аналитическое решение пространственной задачи о равновесии вязкого слоя для случая произвольной ориентации разрыва, разделяющего блоки, и вектора смещения по нему. Рассмотрено применение полученных результатов для тектонофизической интерпретации современных движений поверхности коры. Исследованы различные аспекты взаимосвязи смещений по разломам с полем напряжений.

По натурным данным восстановлены поля напряжений для ряда участков коры. Отмечено изменение ориентации осей локальных напряжений около активных разломов и приуроченность месторождений ряда ископаемых к участкам коры, отличающимся нестабильностью вида напряженного состояния. Рассмотрены механизмы деформирования и отвечающие им поля напряжений Донецкого бассейна на различных этапах его развития. Рассмотрен структурно-геологический метод изучения напряжений и деформаций, основанный на выявлении парагенетических ассоциаций дизъюнктивных структур и другие вопросы.

Рассчитано на исследователей — геологов, геофизиков, тектонофизиков, сейсмологов, специалистов по горному делу и инженерной геологии.

Рецензенты:

член-корреспондент АН СССР *П.Н. Кропоткин*,
доктор физ.-мат. наук *С.Д. Виноградов*

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В ЗЕМНОЙ КОРЕ

Утверждено к печати

ордена Ленина Институтом физики Земли им. О.Ю. Шмидта Академии наук СССР

Редактор *Г.Е. Певзнер*. Редактор издательства *В.В. Яценко*

Художник *Б.К. Шаповалов*. Художественный редактор *Н.Н. Власик*
Технический редактор *А.А. Шелудченко*. Корректор *И.Г. Мартынова*

Набор выполнен в издательстве на наборно-печатающих автоматах

ИБ№ 35299

Подписано к печати 16.11.87. Т – 20237. Формат 70 × 100 1/16. Бумага офсетная № 1
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная. Усл.печ.л. 15,0. Усл.кр.-отт. 15,5
Уч.-изд.л. 16,3. Тираж 750 экз. Тип. зак. 2087. Цена 2 р. 20 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство “Наука”
117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90

Ордена Трудового Красного Знамени 1-я типография издательства “Наука”
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение напряженного состояния и деформаций земной коры и закономерностей их изменения в зависимости от различных физических и тектонических причин является областью, в которой пересекаются интересы большинства наук о Земле. Это объясняется тем, что напряженное состояние земной коры представляет один из ведущих факторов, определяющих характер тектонических, сейсмических, магматических, метаморфических, гидрогеохимических процессов и широкого спектра связанных с ними явлений. В частности, тектонические движения, образование и развитие складчатых и разрывных структур, зон трещиноватости, зон подготовки сильных землетрясений, формирования ряда месторождений — в значительной степени обусловлены напряженным состоянием участка коры.

Среди работ по изучению тектонических полей напряжений, которые в настоящее время ведутся широким фронтом, с применением различных методов, важное место занимает тектонофизическое направление исследования этих полей, созданное работами М.В. Гзовского. Напряжения и деформации участка коры определяются в основном реологией среды, типом механизма деформирования и особенностями строений этого участка — наличием в нем неоднородностей различной природы (разрывов, блоков, включений, слоистости), и различного масштаба. В соответствии с этим направление тектонофизического анализа полей напряжений включает области, представляющие изучение взаимосвязей полей напряжений с этими группами причин. Данные исследования интересны для ряда наук о Земле, в первую очередь для геологии и геодезии, так как они призваны дать физическое объяснение особенностей наблюдаемых в природе полей напряжений и движений поверхности, их связей с тектоническими структурами и разломами.

Исследованиям именно такого характера посвящен настоящий сборник. В нем отражены результаты комплексных тектонофизических исследований, проведенных в последние годы коллективом сотрудников лаборатории тектонофизики Института физики Земли АН СССР и нескольких геологов-тектонофизиков, работающих в близкой области. Работы этого сборника представляют дальнейшее развитие тектонофизического направления, созданного М.В. Гзовским, а также продолжение и развитие работ, опубликованных ранее в 1979 г. в сборнике “Поля напряжений и деформации в литосфере”. Эти работы вносят заметный вклад в исследования тектонических полей напряжений, в объяснение физических причин формирования, строения и изменения этих полей.

Настоящий сборник состоит из двух разделов. В первый раздел “Изучение механизмов деформирования осадочного чехла и развитие основ тектонофизической интерпретации современных движений” входят статьи, объединенные общей задачей теоретического и экспериментального изучения различных механизмов деформирования верхних слоев земной коры, возникающих в них напряжений, деформаций и характеристик смещений их поверхности, а также применения этих результатов для интерпретации современных движений. В статье А.С. Григорьева и А.В. Михайловой с соавторами в

рамках линейной теории плоской деформации рассматривается задача определения в вязком слое (модели осадочного чехла в платформенных областях), напряжений, деформаций и скоростей смещений, обусловленных движениями блоков его основания. Различные варианты наклона разрыва, разделяющего блоки, отвечают различным механизмам деформирования чехла, образующим структуры сброса, взброса, раздвига. Теоретическое изучение на ранней стадии процесса дополнялось экспериментами на моделях, позволяющими изучать дальнейшее развитие в слое деформаций и нарушений, а также кинематику его поверхности. Теоретическое решение этой же задачи в статье И.М. Волович распространено на слоистый массив, для которого варьируются число слоев, их мощности и вязкости. Теоретическое решение задачи для слоя, перекрывающего блоки фундамента, но для механизма продольного сдвига – т.е. задачи об антиплоской деформации, представлено в статье Ю.Л. Ребецкого. В статье А.С. Григорьева, И.М. Волович и Ю.Л. Ребецкого дано решение задачи, которая может рассматриваться как обобщающая по отношению к задачам, которым были посвящены работы, перечислявшиеся выше. В этой работе при той же модели слоя и его основания решение строится при произвольной ориентации вектора скорости относительного движения блоков, вследствие чего задача становится пространственной. Результаты были применены для кинематической интерпретации современных движений осадочного чехла в платформенных областях: для определения положения и ориентации разлома фундамента и для отыскания вектора скорости относительного смещения блоков фундамента.

Второй раздел “Изучение полей напряжений и их связей с разломами” может быть разбит на две группы. В первой группе работ, выполненных на основе теоретических расчетов, рассмотрены различные аспекты взаимосвязи смещений по разломам с полем напряжений. Первому аспекту отвечает проведенное в статье Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана детальное исследование строения поля напряжений в окрестностях сдвигового (в механическом смысле) разрыва с трением между берегами. В этой работе построены поля всех касательных и нормальных напряжений и параметров μ_0 , траектории главных напряжений и изучены зависимости строения этих полей от ряда факторов. В статьях Д.Н. Осокиной рассмотрены другие аспекты этой взаимосвязи: 1) вопрос о зависимости смещений по разрыву от характеристик разрыва и поля напряжений, а также условия активного и неактивного поведения разрывов и 2) вопрос об иерархических свойствах поля напряжений и о связях между полями соседних рангов. Вторая группа работ этого раздела посвящена результатам изучения полей напряжений (ориентации главных напряжений и параметра Лодэ-Надаи) по натурным данным об ориентации смещений по совокупностям трещин. В статьях Л.А. Сим и Л.А. Сим с соавторами установлено наличие существенной перестройки ориентации осей локальных напряжений около активных разломов. Показано, что особенностью месторождений ряда полезных ископаемых является их приуроченность к наиболее мобильным участкам коры, отличающимся вариацией вида напряженного состояния. В статье В.А. Корчемагина и Ю.С. Рябоштана рассмотрены механизмы деформирования и отвечающие им поля напряжений Донецкого бассейна на различных этапах его развития. В статье Л.М. Расцветаева рассматриваются вопросы связи напряженного состояния и реологического поведения участка массива с характером образующихся в нем структур разрушения.

Представляется важным отметить, что результаты теоретического и экспериментального тектонофизического изучения механизмов деформирования коры (кинематики поверхности слоя над блочным основанием) и строения полей напряжений около разрывов хорошо согласуются: первые – с результатами натурального изучения современных движений осадочного чехла в надразломных зонах, вторые – с результатами изучения натуральных полей напряжений и их связи с разрывами. Результаты работ сборника в целом дают важную информацию о полях напряжений в земной коре, их связи с механизмами ее деформирования и с разломной тектоникой.

Ю.Д. Буланже

I

**ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ
ДЕФОРМИРОВАНИЯ ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА
И РАЗВИТИЕ ОСНОВ
ТЕКТОНОФИЗИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
СОВРЕМЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ КОРЫ
(по теоретическим и экспериментальным исследованиям)**

УДК 551.24.035+551.242.1+551.24.02+551.1/.528:622.831

**ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ,
КИНЕМАТИКИ И РАЗВИТИЯ НАРУШЕНИЙ СПЛОШНОСТИ
ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА НАД АКТИВНЫМИ РАЗЛОМАМИ
ФУНДАМЕНТА**

**(при сочетании математического и физического моделирования
в условиях плоской деформации)**

**А.С. Григорьев, И.М. Волович, А.В. Михайлова, Ю.Л. Ребецкий,
З.Е. Шахмурадова**

Настоящая работа продолжает и существенно развивает работы, опубликованные ранее [1–4]. Здесь рассматривается задача определения напряжений, деформаций и скоростей смещений в деформируемом слое, обусловленных движениями блоков его основания. Изучается также картина зарождения и развития в слое нарушений сплошности. При решении используется комплексный метод – теоретическое исследование сочетается и дополняется экспериментальным на моделях. С помощью первого изучается некоторая кратковременная стадия процесса деформирования, которую можно трактовать как условно-начальную. Эксперимент при этом играет подчиненную, в известном смысле контрольную роль, позволяя судить о целесообразности выбора математической модели. На следующих стадиях процесса, когда существенно изменяется общая форма слоя и развиваются значительные нарушения его сплошности, теоретическое решение уже не строится и исследование продолжается лишь путем эксперимента. Такой подход, если иметь в виду приложение результатов к изучению процессов образования геологических структур осадочного чехла типа сброса, взброса, раздвига, обусловленных движениями блоков фундамента, помимо качественного и количественного описания процесса за длительные времена, в более широком плане позволяет судить о влиянии на строение верхних слоев земной коры неоднородностей типа разломов в нижних слоях. Одновременно он открывает и возможности интерпретации современных движений. В первую очередь это относится к использованию результатов математического и физического моделирования для определения напряженного состояния и кинематики осадочного чехла в платформенных областях со слабо выраженным рельефом поверхности и подошвы. Выявление связи между характеристиками современных движений дневной поверхности и напряженным состоянием на глубине, особенно в надразломных зонах осадочного чехла, имеет, как уже ранее отмечалось [1, 5], весьма существенное значение для поиска и эксплуатации месторождений полезных ископаемых, в частности нефти и газа.

1. ПОСТАНОВКА И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ РАССМАТРИВАЕМОЙ ЗАДАЧИ

Слой считается расположенным горизонтально, бесконечным в плане; толщина его предполагается постоянной, материал линейно-вязким, однородным или слоистым; собственный вес слоя учитывается. Здесь мы изложим решение задачи для однородного слоя; случай слоистого массива рассматривается в [6], а также в одной из статей¹ настоящего сборника. Основание рассматривается как состоящее из двух полу-бесконечных абсолютно жестких блоков, разделенных плоской вертикальной или наклонной щелью. Ее ширина может быть либо бесконечно малой, либо конечной, но малой по сравнению с толщиной слоя. Предполагается, что между подошвой слоя и основанием имеет место полное или частичное сцепление, а сами блоки движутся друг относительно друга поступательно в направлении, перпендикулярном следу срединной плоскости щели на подошве слоя. Процесс движения блоков рассматривается как стационарный и столь медленный, что при изучении движения слоя можно пренебречь инерционными силами. При соблюдении всех приведенных выше предположений, если вводимые координаты рассматривать как Эйлеровы, речь будет идти, строго говоря, об установившемся медленном течении несжимаемой вязкой жидкости в пределах некоторого объема при заданных условиях на его границах, притом при плоской деформации. Однако, если говорить, что процесс рассматривается за промежуток времени, при котором деформации в слое могут считаться малыми по сравнению с единицей и перемещения малыми в сравнении с характерными размерами, разница между эйлеровым и лагранжевым представлениями будет несущественной. Это позволит трактовать излагаемое ниже решение как построенное в рамках линейной механики деформируемого твердого тела.

В конечном счете поставленная задача математической физики сводится к рассмотрению равновесия в условиях плоской деформации весомой линейно-вязкой полосы постоянной ширины. Верхняя граница полосы, ассоциирующаяся с поверхностью слоя, свободна от напряжений. На нижней границе краевые условия определяются видом контакта подошвы слоя с жестким основанием и условиями в пределах “зазора” – отрезка границы над щелью, имитирующей шов разлома между блоками. Плоская задача для линейно-вязкого, как и для упругого тела, сводится, как известно, к бигармонической. Имея в виду необходимость численного счета, строим ее решение в безразмерных величинах и координатах. Пусть толщина слоя – ширина полосы H , ширина зазора – $2B$. Введем систему безразмерных, отнесенных к H координат x и y , которую будем рассматривать как связанную с неподвижным пространством. Ось x совместим с плоскостью контакта полосы с основанием, начало координат расположим посередине зазора (рис.1).

Положим

$$\frac{B}{H} = b, \quad \frac{H^2}{K} \sigma_x = p_x, \quad \frac{H^2}{K} \sigma_y = p_y, \quad \frac{H^2}{K} \tau_{xy} = p_{xy}, \quad (1.1)$$

где K – не определенная пока постоянная с размерностью силы; σ_x , σ_y и τ_{xy} – компоненты тензора напряжений.

Обозначим через \dot{u} и \dot{v} скорости смещений, отнесенные к $|\dot{S}_0|$, где \dot{S}_0 – скорость относительного движения блоков основания – правого относительно левого. Ее проекции на оси x и y обозначим соответственно через \dot{U}_0 и \dot{V}_0 ; очевидно, $\dot{U}_0 = \dot{S}_0 \cos \theta$, $\dot{V}_0 = \dot{S}_0 \sin \theta$, где θ – угол между положительным направлением оси x и вектором \dot{S}_0 . Поднятию правого блока отвечает $0 < \theta < \pi$, опусканию – $\pi < \theta < 2\pi$. Полагая формально $\theta = 0$, придем к решению задачи о “раздвиге”, как будет показано ниже. Значение $\theta = \pi$ следует исключить как противоречащее физической постановке задачи. Поскольку вектор \dot{S}_0 параллелен срединной плоскости щели, угол θ

¹ См. статью И.М.Волович в настоящем сборнике.

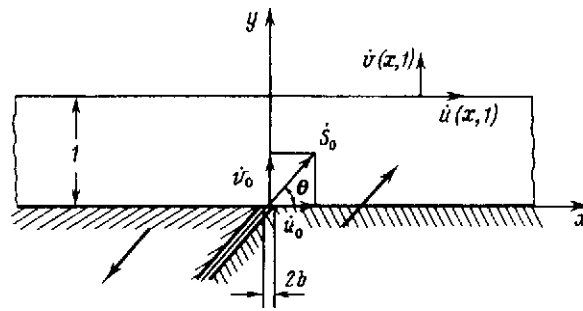


Рис. 1. К постановке задачи в случае изолированного разлома

определяет одновременно и ориентацию этой плоскости, т.е. наклон разлома по отношению к горизонту.

Разрешающее уравнение бигармонической задачи запишем в форме

$$\nabla^4 \varphi = 0, \quad (1.2)$$

где φ – безразмерная функция напряжений, вводимая с помощью формул

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = p_y + K_1(1 - y); \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = p_x + K_1(1 - y); \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} = -p_{xy}; \quad K_1 = \frac{\rho g H^3}{K}. \quad (1.3)$$

Здесь ρ – плотность материала слоя, g – ускорение силы тяжести. Такая форма введения функции напряжений удобна, когда речь идет о решении задачи в случае весомой полосы с горизонтальной свободной от нагрузки верхней границей $y = 1$. Из соотношений между компонентами тензоров напряжений и скоростей смещений получаются уравнения, связывающие последние с функцией напряжений в задаче плоской деформации для несжимаемого линейно-вязкого тела (см., например, [1,2])

$$\frac{\partial \dot{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \dot{v}}{\partial y} = \frac{K}{4\eta H |\dot{S}_0|} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right) \quad (1.4)$$

Для решения уравнения (1.2) используется путь, основанный на применении метода разделения переменных, интегральном представлении искомой функции и использовании интегральных преобразований Фурье. По существу, эта методика уже применялась в работах [1–3], однако здесь ту ее часть, что относится к граничным условиям, мы излагаем в существенно более общем виде. Изложим коротко ее содержание, заметив предварительно, что в силу линейности задачи и применимости принципа наложения решений можно и в ряде случаев целесообразно задачу расчленить на две, рассматривая равновесие невесомой полосы и полосу, в которой блоки основания предполагаются неподвижными, а напряженное состояние обуславливается только собственным весом. В дальнейшем мы воспользуемся этим приемом. Представим функцию напряжений в виде

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\alpha, y) \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} F_2(\alpha, y) \sin \alpha x d\alpha. \quad (1.5)$$

Здесь α – аргумент интегрирования, а $F_1(\alpha, y)$ и $F_2(\alpha, y)$ – функции, подлежащие определению на основании интегрирования по y обыкновенных дифференциальных уравнений, получающихся после подстановки (1.5) в (1.2).

Эти уравнения имеют вид

$$F_i^{IV}(\alpha, y) - 2\alpha^2 F_i''(\alpha, y) + \alpha^4 F_i(\alpha, y) = 0; \quad (i = 1, 2). \quad (1.6)$$

Здесь аргументом уже является y , а α следует рассматривать как параметр.

Общие интегралы (1.6) можно записать в форме

$$F_i(\alpha, y) = C_{i1} \operatorname{ch} \alpha y + C_{i2} \operatorname{sh} \alpha y + C_{i3} \alpha y \operatorname{ch} \alpha y + C_{i4} \alpha y \operatorname{sh} \alpha y. \quad (1.7)$$

Для определения произвольных постоянных C_{ij} ($j = 1, 2, 3, 4$), точнее, функций α , надо прибегнуть к краевым условиям. Поскольку они выражаются через напряжения и скорости перемещений, надо предварительно получить выражения для тех и других, используя (1.3)–(1.5). После подстановки (1.5) в (1.3) будем иметь

$$\begin{aligned} p_x &= \int_{-\infty}^{\infty} F_1''(\alpha, y) \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} F_2''(\alpha, y) \sin \alpha x d\alpha - K_1(1 - y); \\ p_y &= - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 F_1(\alpha, y) \cos \alpha x d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 F_2(\alpha, y) \sin \alpha x d\alpha - K_1(1 - y); \\ p_{xy} &= \int_{-\infty}^{\infty} \alpha F_1'(\alpha, y) \sin \alpha x d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha F_2'(\alpha, y) \cos \alpha x d\alpha. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Подставляя (1.5) в правую часть (1.4), после интегрирования по x получим выражение \dot{u} , а интегрируя по y , – выражение \dot{v} . Произвольные функции, появляющиеся при интегрировании, следует считать равными нулю, поскольку они отвечают скоростям перемещений слоя как абсолютно твердого тела. Если теперь положить постоянную $K = 4\eta H \left| \dot{S}_0 \right|$, то искомые формулы запишутся в виде

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \int_{-\infty}^{\infty} [F_1''(\alpha, y) + \alpha^2 F_1(\alpha, y)] \frac{\sin \alpha x}{\alpha} d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} [F_2''(\alpha, y) + \alpha^2 F_2(\alpha, y)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} d\alpha; \\ \dot{v} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, y) - 3F_1'(\alpha, y) \right] \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, y) - 3F_2'(\alpha, y) \right] \sin \alpha x d\alpha. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Обратимся к краевым условиям. В соответствии с описанной выше постановкой задачи следует считать, что на верхней границе при $y = 1$

$$p_y = p_{xy} = 0. \quad (1.10)$$

Отсюда на основании (1.8) получим

$$F_1(\alpha, 1) = 0, \quad F_2(\alpha, 1) = 0, \quad F_1'(\alpha, 1) = 0; \quad F_2'(\alpha, 1) = 0. \quad (1.11)$$

Условия на нижней границе, как уже упоминалось, определяются характером контакта подошвы слоя с основанием, точнее, выбором физико-механической модели, которая принимается для описания тех или иных природных условий этого контакта. На отдельных участках подошвы может оказаться наиболее подходящим предположение о полном слипании с основанием или проскальзывании с трением либо без него, об отсутствии контакта (скажем, при отрыве подошвы) и т.д. Таким образом, в принципе краевые условия на нижней границе полосы могут быть на различных отрезках различными и, следовательно, в целом “собственно смешанными”, однако при всем возможном их разнообразии они должны обеспечивать передачу полосе движения при движении блоков основания. По этой причине удобно, по крайней мере формально, записывать условия на подошве в скоростях перемещений, притом в наиболее общем

виде. Положим при $y = 0$

$$u(x, 0) = \omega_1(x) + \psi_1(x); \quad v(x, 0) = \omega_2(x) + \psi_2(x). \quad (1.12)$$

Здесь $\omega_1(x)$ и $\omega_2(x)$ – нечетные, а $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ – четные функции.

Если из постановки задачи вытекает, что на всей подошве следует прямо задать скорости перемещений, то упомянутые функции являются известными. Если же условия оказываются смешанными (скажем, на каком-либо отрезке заданы напряжения, а не скорости), то эти функции или часть из них надо будет отыскивать, подбирая их так, чтобы удовлетворялись заданные условия. При этом потребуется дополнительно решать систему интегральных уравнений.

На основании (1.9) и (1.12) будем иметь

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} [F_1''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_1(\alpha, 0)] \frac{\sin \alpha x}{\alpha} d\alpha = \omega_1(x); \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} [F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} d\alpha = \psi_1(x); \\ & \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, 0) - 3F_2'(\alpha, 0) \right] \sin \alpha x d\alpha = \omega_2(x); \\ & \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) \right] \cos \alpha x d\alpha = \psi_2(x). \end{aligned} \quad (1.13)$$

Воспользуемся синус-преобразованием $\omega_1(x)$ и $\omega_2(x)$ и косинус-преобразованием $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$. Будем иметь

$$\begin{aligned} \omega_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_1(\alpha) \sin \alpha x d\alpha; & \omega_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_2(\alpha) \sin \alpha x d\alpha; \\ \psi_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(\alpha) \cos \alpha x d\alpha; & \psi_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_2(\alpha) \cos \alpha x d\alpha. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Заменяя в (1.13) правые части равенств правыми частями (1.14), получим

$$\begin{aligned} & [F_1''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_1(\alpha, 0)] \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Omega_1(\alpha); & - [F_2''(\alpha, 0) + \alpha^2 F_2(\alpha, 0)] \frac{1}{\alpha} = \\ & = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Psi_1(\alpha); & \frac{1}{\alpha^2} F_2'''(\alpha, 0) - 3F_2'(\alpha, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Omega_2(\alpha); \\ & \frac{1}{\alpha^2} F_1'''(\alpha, 0) - 3F_1'(\alpha, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Psi_2(\alpha). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Правые части этих уравнений найдем, воспользовавшись преобразованиями, обратными (1.14):

$$\begin{aligned} \Omega_1(\alpha) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_1(x) \sin \alpha x dx; & \Psi_1(\alpha) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x) \cos \alpha x dx; \\ \Omega_2(\alpha) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_2(x) \sin \alpha x dx; & \Psi_2(\alpha) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(x) \cos \alpha x dx. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Чтобы получить системы уравнений непосредственно относительно C_{ij} , следует теперь заменить левые части (1.11) развернутыми выражениями $F_1(\alpha, y)$ и $F_2(\alpha, y)$ и их производных по y , используя (1.7), и затем положить $y = 1$. Аналогичную операцию надо проделать с левыми частями уравнений (1.15), где следует в конечном счете

положить $y = 0$. Решая полученные таким образом две системы алгебраических уравнений, окончательно будем иметь

$$\begin{aligned} C_{11} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [a^2 \Omega_1(a) + (chasha - a)\Psi_2(a)]; \\ C_{12} &= -\frac{1}{2\sqrt{2\pi a}} \Psi_2(a); \\ C_{13} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [-(chasha + a)\Omega_1(a) + ch^2 a \Psi_2(a)]; \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} C_{14} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [ch^2 a \Omega_1(a) - (chasha - a)\Psi_2(a)]; \\ C_{21} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [(chasha - a)\Omega_2(a) - a^2 \Psi_1(a)]; \\ C_{22} &= -\frac{1}{2\sqrt{2\pi a}} \Omega_2(a); \\ C_{23} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [ch^2 a \Omega_2(a) + (chasha + a)\Psi_1(a)]; \\ C_{24} &= -\frac{1}{2\sqrt{2\pi a}(ch^2 a + a^2)} [(chasha - a)\Omega_2(a) + ch^2 a \Psi_1(a)]. \end{aligned} \quad (1.18)$$

После подстановки (1.17) и (1.18) в выражения (1.7) для $F_i(a, y)$ и их производных по y , далее на основании (1.8) и (1.9) после ряда преобразований получим

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \begin{aligned} &\int_0^\infty [\Phi_{11}(a, y)\Psi_2(a) - \Phi_{12}(a, y)\Omega_1(a)] a \cos ax da + \\ &+ \int_0^\infty [\Phi_{12}(a, y)\Psi_1(a) + \Phi_{11}(a, y)\Omega_2(a)] a \sin ax da \end{aligned} \right\} - K_1(1-y); \\ p_y &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \begin{aligned} &\int_0^\infty [\Phi_{21}(a, y)\Psi_2(a) - \Phi_{22}(a, y)\Omega_1(a)] a \cos ax da + \\ &+ \int_0^\infty [\Phi_{22}(a, y)\Psi_1(a) + \Phi_{21}(a, y)\Omega_2(a)] a \sin ax da \end{aligned} \right\} - K_1(1-y); \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} p_{xy} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \begin{aligned} &\int_0^\infty [\Phi_{31}(a, y)\Psi_2(a) + \Phi_{32}(a, y)\Omega_1(a)] a \sin ax da + \\ &+ \int_0^\infty [\Phi_{32}(a, y)\Psi_1(a) - \Phi_{31}(a, y)\Omega_2(a)] a \cos ax da \end{aligned} \right\}; \\ \dot{u} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left\{ \begin{aligned} &\int_0^\infty [\Phi_{41}(a, y)\Psi_2(a) + \Phi_{42}(a, y)\Omega_1(a)] \sin ax da + \\ &+ \int_0^\infty [\Phi_{42}(a, y)\Psi_1(a) - \Phi_{41}(a, y)\Omega_2(a)] \cos ax da \end{aligned} \right\}; \\ \dot{v} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left\{ \begin{aligned} &\int_0^\infty [\Phi_{51}(a, y)\Psi_2(a) - \Phi_{52}(a, y)\Omega_1(a)] \cos ax da + \\ &+ \int_0^\infty [\Phi_{52}(a, y)\Psi_1(a) + \Phi_{51}(a, y)\Omega_2(a)] \sin ax da \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Здесь $\Omega_i(\alpha)$ и $\Psi_i(\alpha)$ ($i = 1, 2$) определяются по (1.16). Функции $\Phi_{ki}(\alpha, y)$, где $k = 1, 2, 3, 4, 5$ – известные, полученные в результате описанных выше операций, приводятся ниже. Их выражения фигурировали и ранее в [1, 2]. Дело в том, что Φ_{ki} являются как бы характеристическими функциями задачи при нулевых напряжениях на верхней границе и заданных скоростях перемещений на нижней. Конкретизация последних обуславливается выражениями $\Omega_i(\alpha)$ и $\Psi_i(\alpha)$:

$$\begin{aligned}
\Phi_{11}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{cha[\alpha y cha(1-y) - sha(1-y)] + \alpha[cha y - \alpha(1-y)shay]\}; \\
\Phi_{21}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha[cha y + \alpha(1-y)shay] - cha[sha(1-y) + \alpha y cha(1-y)]\}; \\
\Phi_{31}(\alpha, y) &= -\frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha^2(1-y)cha y + \alpha y cha sha(1-y)\}; \\
\Phi_{41}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha y cha cha(1-y) - \alpha^2(1-y)shay\}; \\
\Phi_{51}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha[\alpha(1-y)cha y + shay] + cha[\alpha y sha(1-y) + cha(1-y)]\}; \\
\Phi_{12}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha[2shay - \alpha(1-y)cha y] + cha[\alpha y sha(1-y) - 2cha(1-y)]\}; \\
\Phi_{22}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha^2(1-y)cha y - \alpha y cha sha(1-y)\}; \\
\Phi_{32}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha[\alpha(1-y)shay - cha y] + cha[\alpha y cha(1-y) - sha(1-y)]\}; \\
\Phi_{42}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha[\alpha(1-y)cha y - shay] + cha[cha(1-y) - \alpha y sha(1-y)]\}; \\
\Phi_{52}(\alpha, y) &= \frac{1}{ch^2\alpha + \alpha^2} \{\alpha^2(1-y)shay + \alpha y cha cha(1-y)\}.
\end{aligned} \tag{1.21}$$

С помощью формул (1.19) и (1.20) могут быть непосредственно вычислены безразмерные напряжения и безразмерные скорости смещений в слое, если на верхней его границе отсутствуют напряжения, а на нижней заданы скорости смещений.

2. РЕШЕНИЕ КОНКРЕТНЫХ ЗАДАЧ

Рассмотрим в качестве основного тот случай, когда между подошвой слоя и блоками основания имеет место полное слипание, а "зазор" между блоками заполнен тем же материалом, из которого состоит деформируемый слой. Если слой моделирует осадочный чехол, этот случай с известным приближением отвечает заполнению шва разлома продуктами разрушения осадочных пород. Основная задача при такой постановке существенно усложняется, так как надо рас-

смагивать совместно равновесие слоя и объема, заключенного между блоками. Участок подошвы слоя над зазором окажется границей между деформируемыми объемами, и краевые условия на этом участке будут вытекать из требования неразрывности материала. Однако, если ограничиться случаем шва, относительно узкого по сравнению с мощностью, эта трудность может быть преодолена.

Сформулируем краевые условия на подошве полосы, т.е. конкретизируем в соответствии с указанным условием (1.12). На участке слияния с правым блоком упомянутые скорости должны быть прямо равны деленным пополам проекциям \dot{S}_0 на оси x и y , т.е. $\frac{1}{2}\dot{U}_0$ и $\frac{1}{2}\dot{V}_0$, а на участке слияния с левым блоком – тем же величинам, взятым с обратным знаком. На участке $|x| \leq b$, учитывая предположение, что $2B \ll H$, можно получить приближенные выражения искомых скоростей, воспользовавшись их разложениями в ряд Тейлора в окрестности начала координат и условиями непрерывности скоростей при $|x| = b$. В качестве первого приближения можно удерживать при этом в разложениях лишь линейные члены. Заметим, что такое упрощение равносильно предположению, что условная граница между материалом слоя и материалом, заполняющим шов, предполагается при малых смещениях плоской.

Из всего сказанного выше следует, что в рассматриваемом случае скорости подошвы слоя антисимметричны по отношению к координатным осям. Отсюда сразу вытекает, что $\dot{u}(x, 0)$ и $\dot{v}(x, 0)$ – нечетные функции x и, следовательно, $\Psi_1(x) = \Psi_2(x) = 0$. Окончательно, конкретизируя (1.12), будем иметь

$$\dot{u}(x, 0) = \omega_1(x); \quad \dot{v}(x, 0) = \omega_2(x), \quad (2.1)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_1(x) &= \frac{x}{2b} \cos \theta; \quad \omega_2(x) = \frac{x}{2b} \sin \theta \quad \text{при } |x| \leq b; \\ \omega_1(x) &= \frac{1}{2} \operatorname{sign} x \cos \theta; \quad \omega_2(x) = \frac{1}{2} \operatorname{sign} x \sin \theta \quad \text{при } |x| \geq b. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Используя (2.2) и отсутствие в (2.1) четных слагаемых, найдем, что (1.16) принимает вид

$$\begin{aligned} \Omega_1(a) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sin \theta \frac{\sin ba}{ba^2}; \quad \Omega_2(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cos \theta \frac{\sin ba}{ba^2}; \\ \Psi_1(a) &= \Psi_2(a) = 0. \end{aligned} \quad (2.3)$$

После подстановки (2.3) в (1.19) для безразмерных напряжений окончательно получим формулы

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^\infty \Phi_{11}(a, y) T(a) \sin ax da - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{12}(a, y) T(a) \cos ax da \right\} - K_1(1 - y); \\ p_y &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^\infty \Phi_{21}(a, y) T(a) \sin ax da - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{22}(a, y) T(a) \cos ax da \right\} - K_1(1 - y); \\ p_{xy} &= \frac{1}{2\pi} \left\{ -\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{31}(a, y) T(a) \cos ax da + \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{32}(a, y) T(a) \sin ax da \right\}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

После подстановки (2.3) в (1.20) для безразмерных смещений будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{1}{\pi} \left\{ -\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{41}(a, y) \frac{T(a)}{a} \cos ax da + \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{42}(a, y) \frac{T(a)}{a} \sin ax da \right\}; \\ \dot{v} &= \frac{1}{\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^\infty \Phi_{51}(a, y) \frac{T(a)}{a} \sin ax da - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{52}(a, y) \frac{T(a)}{a} \cos ax da \right\}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где

$$T(\alpha) = \sin(\alpha b) / (\alpha b); \quad \text{при } b \rightarrow 0 \quad T(\alpha) = 1. \quad (2.6)$$

Формулы (2.4) – (2.6) сразу доставляют и решение задачи для асимптотического случая – бесконечно узкой щели между блоками, когда $b \rightarrow 0$. Следует указать, что такое асимптотическое решение уже было построено непосредственно в работе [2] и там приводились в несколько иной форме формулы для безразмерных напряжений [см. формулы (1.16) – (1.18)] и скоростей смещений (1.19), (1.20). С помощью несложных преобразований от них можно перейти к (2.4) и (2.5) для частного случая $T(\alpha) = 1$. Для этого потребуется положить при переходе к безразмерным напряжениям $\dot{V}_* = V_0 / \sin \theta$, принять в приведенных в [2] формулах (16) – (18) $\kappa = -1$, $\beta = \pi/2 - \theta$ и $x_1 = x$, добавить в правых частях p_x и p_y слагаемое $K_1(1 - y)$, а в формулах (1.19) и (1.20) опустить стоящие в скобках слагаемые $\pi/2$. Отличие связано с тем, что в [2] принималось \dot{V}_* равным \dot{V}_0 , причем правый блок считался неподвижным, а вместо θ вводились угол β между вертикальной плоскостью и плоскостью щели и $\kappa = \text{sign} \dot{V}_0$. Такая форма оказывалась удачной пока речь шла о рассмотрении случаев, где разломы были близки к вертикальным, однако при таком подходе отпадала возможность непосредственного решения задачи для случая раздвига; при “пологих” разломах результаты расчетов теряли в точности, а главное, параметр приведения к безразмерным скоростям зависел не только от величины, но и от направления относительной скорости движения блоков.

Необходимо отметить, что построенное решение для случая единичного разлома в силу линейности постановки задачи позволяет с помощью метода наложения решений получать готовые результаты и в случае многоблокового основания при плоской деформации слоя, как это показывалось еще в [2]. Здесь мы укажем, что, используя формулы (1.19), (1.20) записи решения, можно и не прибегать к этому методу, а прямо найти функции $\Omega_i(\alpha)$ и $\Psi_i(\alpha)$, ($i = 1, 2$), также используя формулы (1.16). Необходимо лишь, задавая краевые условия на подошве, выразить относительные скорости всех блоков основания в функции одной и той же координаты условно-неподвижной системы. Так, для частного случая, когда между двумя относительно протяженными (полубесконечными) блоками, движущимися в разные стороны, расположен неподвижный жесткий блок конечной ширины $2L$, отделенный от соседних параллельными разломами шириной $2B$ (рис. 2), решение непосредственно доставляется формулами (2.4) и (2.5), где, если $L/H = l$, надо положить

$$T(\alpha) = [\sin ba \cos(l + b)\alpha] / (ba). \quad (2.7)$$

Если считать, что полубесконечные блоки опускаются со скоростью $\dot{S}_0/2$, а средний блок поднимается с той же скоростью, то

$$T(\alpha) = \frac{\sin ba \sin(l + b)\alpha}{ba} \quad (2.8)$$

Прежде чем описывать и обсуждать конкретные результаты решения, остановимся на вопросах численной его реализации. Несобственные интегралы в формулах (2.4) и (2.5) вычислялись с помощью обычных приемов. Каждый интеграл представлялся в виде суммы двух, первый – в пределах от 0 до α_* , второй – от α_* до ∞ . Величина α_* выбиралась так, чтобы при $\alpha \geq \alpha_*$ без существенной потери в точности можно было бы положить $sh^2 \alpha \approx ch^2 \alpha$ и пренебречь α^2 по сравнению с $ch^2 \alpha$. Первый интеграл находился численно, а второй удавалось свести к табличному. Вычисления выполнялись для достаточно большого числа точек полосы в узлах сетки, на которую полоса разбивалась; сетка сгущалась по мере приближения к надразломной зоне вблизи подошвы. Дело в том, что здесь в окрестностях точек $|x| = b$, $y = 0$, расположенных над угловыми точками блоков, интегралы, входящие в выражения для напряжений, по модулю резко возрастают, что свидетельствует о концен-

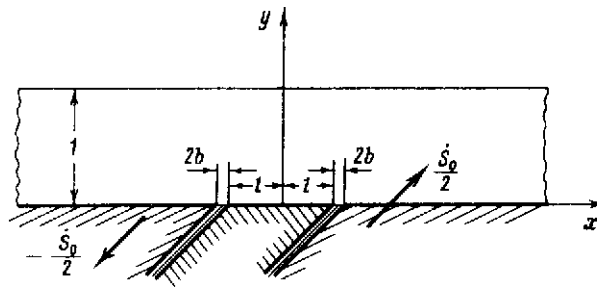


Рис. 2. К постановке задачи при наличии двух параллельных разломов, расположенных на расстоянии, сравнимом с мощностью осадочного чехла

трации напряжений, причем в самих этих точках интегралы имеют особенности. Исследование этих особенностей представляет существенный интерес для выяснения характера концентрации напряжений и решения вопроса о вычислении усилий, определяющих движение подошвы слоя. В дальнейшем мы на этом остановимся специально, а сейчас перейдем к определению и анализу полей главных напряжений в слое и к установлению кинематики его поверхности.

С величинами главных напряжений обычно связываются представления о нарушениях сплошности материала, равно как и о возможном его переходе в пластическое состояние, а знание скоростей и градиентов скоростей свободной поверхности слоя позволит формулировать искомые связи между этими кинематическими характеристиками и картиной напряженного состояния в толще слоя и вблизи его подошвы.

Безразмерные главные нормальные напряжения – наибольшее p_1 и наименьшее p_2 – и наибольшее по модулю главное касательное напряжение p_{12} определяются по формулам

$$\left. \begin{matrix} p_1 \\ p_2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \left[p_x + p_y \pm \sqrt{(p_x - p_y)^2 + 4p_{xy}^2} \right]; \quad p_{12} = \frac{1}{2} \sqrt{(p_x - p_y)^2 + 4p_{xy}^2}. \quad (2.9)$$

Используя вторую из формул (2.9), можно построить в изолиниях поле безразмерных максимальных касательных напряжений. Это позволит судить с количественной стороны о всей картине напряженного и деформированного состояний слоя, о характере концентрации напряжений, вызванных наличием активного разлома фундамента, о конфигурации и распространении зоны существенно повышенных напряжений, об областях, где в соответствии с критериями, отвечающими теории наибольших касательных напряжений, следует ожидать перехода материала в пластическое состояние или появления нарушений сплошности. На рис. 3 приведены изолинии p_{12} для случая вертикального сброса $\theta = \pi/2$ (рис. а), для сброса при $\theta = \pi/4$ (рис. б) и, наконец, для случая раздвига, которому отвечает $\theta = 0$ (рис. в). Расчеты проводились для ряда значений ширины шва между блоками, при $0 \leq b \leq 0,2$. Сплошные линии получены из асимптотического решения при $b = 0$, но практически относятся ко всем случаям, когда $b \leq 0,01$. Это означает, что при относительно узких швах разломов описание напряженного состояния слоя, доставляемое расчетным путем, может быть получено по результатам более простого решения, построенного при $b = 0$. Пунктирные кривые на рис. 3 (а и б) получены из решения при $b = 0,2$, т.е. для случая относительно широкого шва разлома, который, как оговаривалось выше, считается заполненным. Согласно этим кривым значительная ширина шва сказывается на напряженном состоянии слоя в основном вблизи подошвы; зона повышенных напряжений оказывается шире. Необходимо указать, однако, что независимо от выбора значения b построенные теоретические решения не могут описывать реальное напряженное состояние в малых окрестностях угловых точек блоков. На обсуждении этих вопросов мы остановимся ниже.

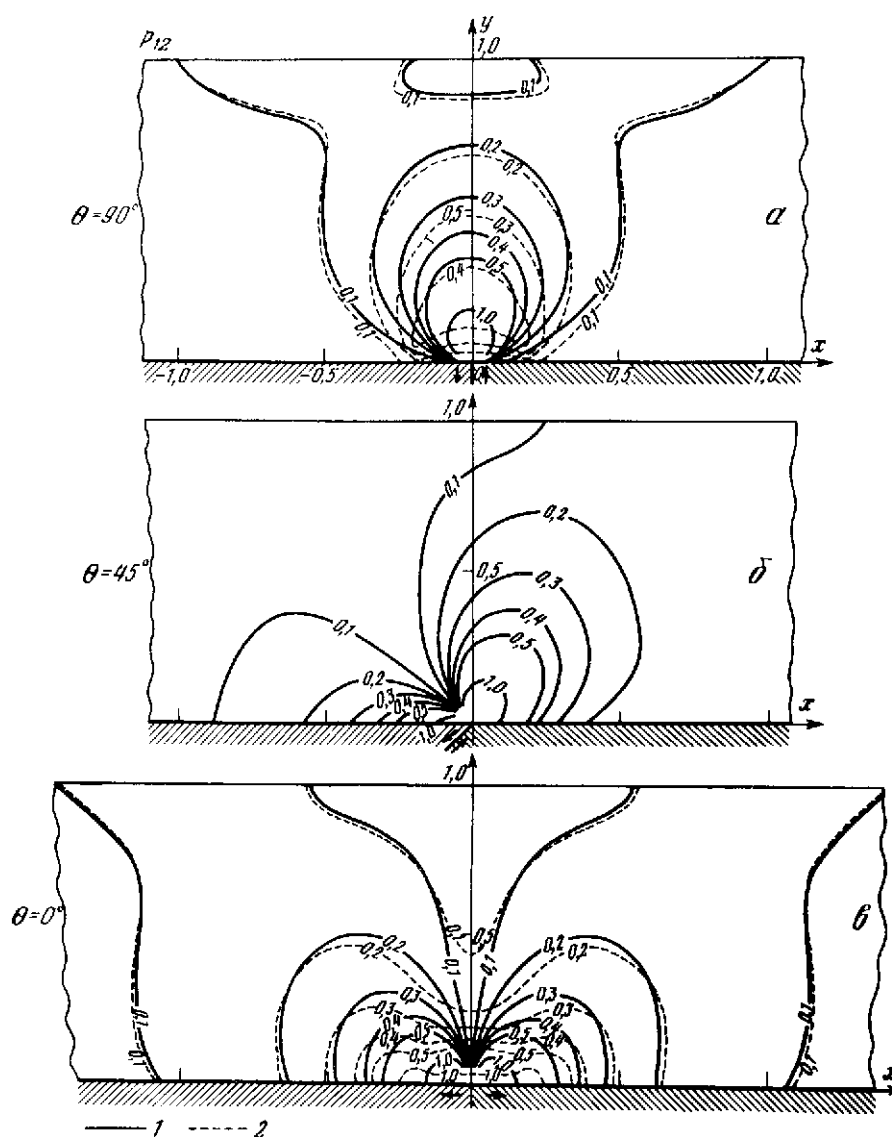


Рис. 3. Изолинии максимальных касательных напряжений

a – для вертикального сброса; *б* – для сброса по наклонному разлому при $\theta = 45^\circ$; *в* – для раздвига; 1 – асимптотическое решение ($b = 0$); 2 – случай относительно широкого шва между блоками ($b = 0,2$)

Изолинии p_{12} наглядно характеризуют зависимость напряженного состояния от направления разлома фундамента, выявляют характер “затухания” p_{12} по мере удаления от места выхода разлома на подошву слоя. Так, при вертикальном сбросе наиболее медленное их падение и, следовательно, наибольшее распространение зоны концентрации напряжений имеют место вдоль оси y – вертикали, продолжающей в слое след срединной плоскости разлома; в то же время в горизонтальном направлении напряжения уменьшаются весьма быстро. При раздвиге имеет место обратная картина: медленней всего p_{12} затухают вдоль подошвы, по крайней мере, на конечном ее отрезке порядка $0,3H$. При $\theta = \pi/4$ зона концентрации p_{12} сначала как бы продолжает направление следа разлома, а далее отклоняется от него к вертикали. Для детального анализа ха-

рактера концентрации напряжений, а попутно и для решения некоторых принципиальных вопросов, связанных с определением усилий, обуславливающих относительные движения блоков основания, целесообразно произвести исследование особенностей в выражениях (1.19) для напряжений. Для этого удобно представить каждый из несобственных интегралов в правых частях формул (2.4) в виде суммы двух интегралов так, чтобы подынтегральные функции в первых слагаемых были бы заведомо непрерывными функциями, определенными во всех точках полосы, а всю "ответственность" за особенности несли бы вторые слагаемые. С этой целью представим каждую из функций $\Phi_{ki}(\alpha, y)$ при $k = 1, 2, 3$, $i = 1, 2$ [см. (1.21)] в виде

$$\Phi_{ki}(\alpha, y) = \Delta\Phi_{ki}(\alpha, y) + \Phi_{ki}^*(\alpha, y), \quad (2.10)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{11}^*(\alpha, y) &= \Phi_{32}^*(\alpha, y) = (\alpha y - 1)e^{-\alpha y}; & \Phi_{21}^*(\alpha, y) &= -(\alpha y + 1)e^{-\alpha y}, \\ \Phi_{12}^*(\alpha, y) &= (\alpha y - 2)e^{-\alpha y}; & \Phi_{22}^*(\alpha, y) &= \Phi_{31}^*(\alpha, y) = -\alpha y e^{-\alpha y}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Функции $\Delta\Phi_{ki}(\alpha, y)$, очевидно, найдутся на основании (1.21) и (2.11). Можно показать, что несобственные интегралы, в которых вместо $\Phi_{ki}(\alpha, y)$ фигурируют $\Delta\Phi_{ki}(\alpha, y)$, регулярны в пределах полосы всюду. Таким образом исследовать надо выражения напряжений, где $\Phi_{ki}(\alpha, y)$ заменены на $\Phi_{ki}^*(\alpha, y)$. Назовем эти выражения соответственно p_x^* , p_y^* , p_{xy}^* . Будем иметь

$$\begin{aligned} p_x^* &= \frac{1}{2\pi} \{ \sin\theta(J_4 - J_3) - \cos\theta(J_2 - 2J_1) \}; \\ p_y^* &= \frac{1}{2\pi} \{ -\sin\theta(J_4 + J_3) + \cos\theta J_2 \}; \\ p_{xy}^* &= \frac{1}{2\pi} \{ \sin\theta J_2 + \cos\theta(J_4 - J_3) \}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} J_1(x, y) &= \int_0^\infty e^{-\alpha y} T(\alpha) \cos \alpha x d\alpha; & J_2(x, y) &= \int_0^\infty \alpha y e^{-\alpha y} T(\alpha) \cos \alpha x d\alpha; \\ J_3(x, y) &= \int_0^\infty e^{-\alpha y} T(\alpha) \sin \alpha x d\alpha; & J_4(x, y) &= \int_0^\infty \alpha y e^{-\alpha y} T(\alpha) \sin \alpha x d\alpha. \end{aligned} \quad (2.13)$$

При $T(\alpha) = \frac{\sin \alpha b}{\alpha b}$ [см. (2.6)] будем иметь (см. [7])

$$\begin{aligned} J_1(x, y) &= \frac{1}{2b} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{y} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{y} \right); & J_2(x, y) &= \frac{y(y^2 + b^2 - x^2)}{[y^2 + (b-x)^2][y^2 + (b+x)^2]}; \\ J_3(x, y) &= \frac{1}{4b} \ln \frac{y^2 + (x+b)^2}{y^2 + (x-b)^2}; & J_4(x, y) &= \frac{2xy^2}{[y^2 + (b-x)^2][y^2 + (b+x)^2]}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Как явствует из (2.14), $J_2(x, y)$ и $J_4(x, y)$ в особых точках $(\pm b, 0)$ непрерывны; $J_1(x, y)$ терпит разрыв первого рода, но за счет $J_3(x, y)$ все три выражения (2.12) имеют особенности вида $\pm(1/2b)\ln\delta$, где δ – расстояние до особой точки, а следовательно, и все три компоненты тензора напряжения при $\delta \rightarrow 0$ неограниченно возрастают по модулю, притом весьма резко. В то же время разрывы в выражениях (2.12) являются интегрируемыми, что позволяет вычислять усилия, приложенные со стороны блоков основания на единицу ширины подошвы слоя. В асимптотическом решении при $b = 0$ и $T(\alpha) = 1$

$$J_1(x, y) = \frac{y}{y^2 + x^2}; \quad J_2(x, y) = \frac{y(y^2 - x^2)}{(y^2 + x^2)^2}; \quad J_3(x, y) = \frac{x}{y^2 + x^2}; \quad J_4(x, y) = \frac{2xy^2}{(y^2 + x^2)^2}.$$

Эти функции имеют уже неинтегрируемые разрывы в начале координат; особенность имеет порядок $1/\delta$. Следствием этого являются не только неограниченно возрастающие при приближении к точке $(0, 0)$ все три напряжения, но и невозможность вычисления усилий.

Необходимо отметить, что весь проведенный выше анализ напряженного состояния выполнялся применительно к полю безразмерных напряжений, поэтому сделанные выводы являются достаточно общими. Описанная картина напряженного состояния, обусловленная рассматриваемым механизмом деформирования слоя, вплоть до количественных характеристик формально будет получаться при любом материале, механические свойства которого описываются моделью несжимаемого линейно-вязкого или линейно-упругого тела (добавим, что близкая картина получится и для слоя из сжимаемого линейно-упругого материала). Вместе с тем надо иметь в виду, что и в рамках принятой математической и механической постановки задачи мера достоверности полученных результатов связана с размерными прочностными характеристиками конкретных материалов.

Задачи рассматриваемого класса, когда напряжения, как детально выяснялось выше, в окрестностях каких-либо точек согласно теоретическому решению должны неограниченно возрастать, имеют свою специфику. В окрестности указанных точек обязательно должны возникать неоднородности – области, в которых материал находится в пластическом состоянии либо разрыхлен вследствие локальных нарушений сплошности; возможно и образование местного отрыва. Таким образом, мера достоверности результатов решения ассоциируется с условием малости размеров подобных областей; в данной задаче эти размеры естественно сопоставлять с мощностью слоя. Соответствующие строгие оценки в принципе должны были бы вытекать из решения задач, при постановке которых уже предполагалось бы наличие указанных областей с неизвестной заранее формой границы. Построение подобных решений далеко выходит за рамки настоящей работы, поэтому мы ограничимся приближенной, хотя и грубой, оценкой; будем считать, что о размерах упомянутых неоднородностей можно судить по размерам зон, ограниченных изолинией p_{12} , вдоль которой размерное главное касательное напряжение принимает предельное значение. Таковым будет предел текучести при сдвиге, если речь идет о границе области пластического состояния, и предел прочности на скол, если имеется в виду граница области нарушений сплошности сколового типа.

Для оценки возможности использования теоретического решения применительно к природным условиям немаловажным представляется сопоставление теоретических результатов с экспериментальными, полученными на моделях. Это особо существенно для выявления тех характеристик полей напряжений и скоростей смещений, которые являются устойчивыми по отношению к большим или меньшим отступлениям от сопровождающей математическое моделирование идеализации условий постановки задачи и ее непосредственных следствий (бесконечная протяженность полосы, разрывы производных скоростей подошвы, бесконечные напряжения над углами блоков и т.д.). Изучению фактической картины развития нарушений сплошности в модели и обсуждению вопроса о ее соответствии тому или иному критерию прочности целесообразно предположить теоретическое исследование поля так называемых приведенных касательных напряжений, ответственных за развитие сколовых нарушений согласно теории прочности Мора. Критерий прочности Мора включает в себя критерий, связанный с величиной τ_{\max} как частный, обобщается на случай отрывных нарушений и обычно рассматривается как наиболее подходящий для горных пород [8,9].

В плоской задаче критерий Мора после некоторых известных упрощений можно приближенно выразить, сопоставляя с σ_{ep} – пределом прочности при растяжении – некоторое “эквивалентное” нормальное напряжение σ_s ; последнее определяется по формулам $\sigma_s = \sigma_1 - x\sigma_2$ при $\sigma_1 > \sigma_2 \leq 0$ и $\sigma_s = \sigma_1$ при

$$\sigma_1 \geq \sigma_2 > 0. \quad (2.15)$$

Здесь $x = \sigma_{ep} / \sigma_{ec}$; причем σ_{ec} – условный предел прочности при сжатии.

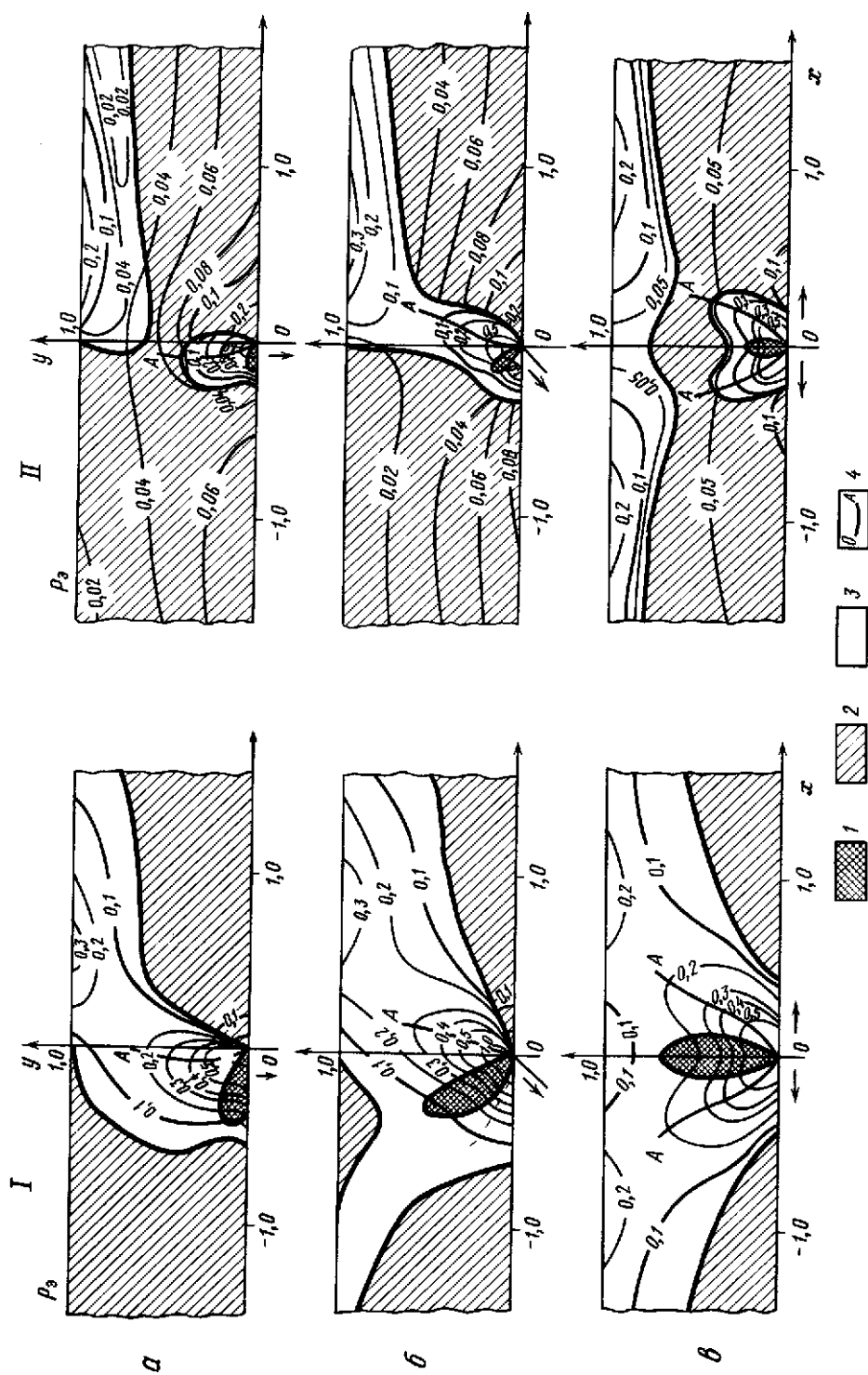


Рис. 4. Изолинии эквивалентных (по Морю) напряжений

a – для вертикального сброса; *б* – для сброса по наклонному разлому при $\theta=45^\circ$; *е* – для раздвига; *I* – ρ_3 при вязкости слоя $3 \cdot 10^{21}$ П, мощности 2 км, скорости смещения блоков 1 см/год; *II* – ρ_3 при вязкости слоя 10^{21} П и тех же мощности и скорости относительно смещения блоков; *1* – $\rho_1 > \rho_2 > 0$; *2* – $\rho_2 < \rho_1 < 0$; *3* – $\rho_1 > 0 > \rho_2$; *4* – геометрическое место “опасных” точек в сечении массива

В связи со сказанным особый интерес приобретает отыскание в толще массива областей, где выполняются указанные в (2.15) неравенства для главных напряжений. Эти области естественно выделяются на картине изолиний $p_3 = \sigma_3 / K$, поскольку границей между ними служит изолиния $p_2 = 0$. В свою очередь, изолиния $p_1 = 0$ отграничивает область, где оба главных напряжения являются сжимающими. В отличие от главных касательных напряжений эквивалентные напряжения существенно зависят от давления, создаваемого весом слоя, так как в формуле $p_3 = p_1 - xp_2$ при $x \neq 1$ сохраняются, как видно из формул (2.9) и (2.4), слагаемые вида $K_1(1 - y)$. Таким образом, вклад сжимающих напряжений, отвечающих действию собственного веса слоя, будет зависеть от x , а главное, от величины $K_1 = \rho g H^2 / (4\eta \dot{S}_0)$. Отсюда вытекает, что и картина изолиний p_3 будет зависеть от всего набора размерных параметров задачи – величин, характеризующих свойства материала, мощности слоя и относительной скорости движения блоков.

На рис. 4 приводятся изолинии p_3 в тех же трех случаях наклона разлома к вертикали и направления движения блока ($\theta = \pi/2; \pi/4; 0$), для которых строились изолинии p_{12} . При каждом значении θ даны два варианта поля изолиний, отвечающие двум различным значениям K_1 . При их выборе было принято: плотность $\rho = 2,4 \text{ г/см}^3$, мощность $H = 2 \text{ км}$ и скорость $\dot{S}_0 = 1 \text{ см/год}$, варьировалась вязкость. Первый вариант относится к материалу с $\eta = 3 \cdot 10^{21} \text{ П}$ ($K_1 = 0,25$), второй – к материалу с вязкостью $\eta = 10^{21} \text{ П}$ ($K_1 = 0,74$). Изолинии p_3 , приводившиеся ранее [1–4], соответствовали относительно “жесткому” материалу с $\eta = 10^{22} \text{ П}$. На всех графиках рис. 4 жирными линиями выделены границы областей, о которых речь шла выше, сеткой указаны области, в пределах которых главные напряжения – растягивающие и где естественно ожидать возникновения отрывов, в первую очередь вблизи подошвы.

Как явствует из сопоставления картин изолиний при различных углах θ , каждому из них отвечает своя конфигурация и расположение области растяжения: при вертикальном сбросе она примыкает к подошве со стороны опускающегося блока, при раздвиге вытягивается вдоль вертикали над выходом разлома на подошву, при наклонном сбросе занимает некоторое промежуточное положение. Размеры этих областей, как видно из сравнения картин изолиний, при одном и том же θ , но при разных вязкостях весьма сильно зависят от величины η . С ее уменьшением области растягивающих главных напряжений существенно уменьшаются; это прямое следствие того, что в менее жестком материале давления, вызванные собственным весом слоя, в большей части его толщи преобладают над напряжениями, вызванными движениями подошвы.

В областях, расположенных между изолиниями $p_1 = 0$ и $p_2 = 0$, главные напряжения, как уже говорилось, имеют разные знаки. Согласно гипотезе Мора, в этих областях следует ожидать сколовых нарушений, в первую очередь в окрестности линий наиболее медленного падения напряжений (кривые ОА на рис. 4). В инженерном деле подобные кривые называли бы геометрическими местами опасных точек. Конфигурация этих областей также тесно связана с величиной θ , а размеры изменяются с изменением η в столь же сильной степени, как у области “растяжения”. Так, при $\eta = 10^{20} \text{ П}$ области, где $p_1 p_2 < 0$, вместе с заключенными внутри областями растяжения располагаются непосредственно в окрестности выхода разлома на подошву слоя, а их характерные размеры имеют порядок $0,02\text{--}0,03 H$.

Основной вывод, который, на наш взгляд, непосредственно вытекает из расчетов и подтверждается результатами моделирования, – это приуроченность областей высоких напряжений и деформаций, а следовательно, и нарушений сплошности, к месту выхода разлома на подошву слоя и зависимость конфигурации этих областей от ориентации разлома и направления относительной скорости блоков основания. Как уже кратко отмечалось во введении, выявление областей нарушений сплошности в толще осадочного чехла имеет существенное значение, в частности для решения практических вопросов поиска и добычи нефти и газа в платформенных нефтегазоносных бассейнах.

В связи с этим немаловажный практический интерес представляет в первую очередь решение вопросов о положениях и ориентации разломов в основании чехла и дальней-

шие выводы, относящиеся к картине напряженного состояния и развития нарушений сплошности в надразломных зонах. В природных условиях судить о положениях разломов фундамента практически возможно лишь с помощью геолого-геофизических методов. К числу таковых сегодня, видимо, есть основания отнести и метод (который можно назвать тектонофизическим), основанный на связи между современными движениями земной поверхности и напряженным состоянием осадочного слоя. Основой этого метода служат результаты, частично содержащиеся в упомянутых более ранних работах и развитые, а в известной степени и подытоженные в настоящей работе. Разумеется, речь идет о ситуациях, когда геологическая и геофизическая информация по данному району, в первую очередь о механизме, обуславливающем современные движения поверхности, дает достаточные основания для использования при математическом и физическом моделировании процесса деформирования осадочного чехла, постановки задачи, принятой в данной работе.

Обратимся поэтому к анализу кинематики поверхности слоя. С помощью (2.5), полагая в (1.21) $y = 1$, получим для горизонтальной и вертикальной скоростей поверхности формулы

$$\begin{aligned} \dot{u}(x,1) &= \frac{1}{\pi} \left\{ -\sin\theta \int_0^{\infty} \frac{acha}{ch^2a + a^2} \frac{\cos ax}{a} da + \cos\theta \int_0^{\infty} \frac{cha - a sha}{ch^2a + a^2} \frac{\sin ax}{a} da \right\}; \\ \dot{v}(x,1) &= \frac{1}{\pi} \left\{ \sin\theta \int_0^{\infty} \frac{cha + a sha}{ch^2a + a^2} \frac{\sin ax}{a} da - \cos\theta \int_0^{\infty} \frac{acha}{ch^2a + a^2} \frac{\cos ax}{a} da \right\}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Для градиентов этих скоростей – их производных по x – будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial[\dot{u}(x,1)]}{\partial x} &= \frac{1}{\pi} \left\{ \sin\theta \int_0^{\infty} \frac{acha}{ch^2a + a^2} \sin ax da + \cos\theta \int_0^{\infty} \frac{cha - a sha}{ch^2a + a^2} \cos ax da \right\}; \\ \frac{\partial[\dot{v}(x,1)]}{\partial x} &= + \frac{1}{\pi} \left\{ \sin\theta \int_0^{\infty} \frac{cha + a sha}{ch^2a + a^2} \cos ax da + \cos\theta \int_0^{\infty} \frac{acha}{ch^2a + a^2} \sin ax da \right\}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Заметим, что при выводе этих формул в (2.5) было положено $T(a) = 1$ [см. (2.6)], т.е. они были получены для случая $b = 0$. Это упрощение, как показали специальные расчеты, проведенные по более общим формулам для случаев $b \neq 0$, практически не сказывается на значениях кинематических характеристик поверхности. На рис. 5 даны графики $\dot{u}(x,1)$ и $\partial[\dot{u}(x,1)]/\partial x$, а на рис. 6 графики $\dot{v}(x,1)$ и $\partial[\dot{v}(x,1)]/\partial x$, полученные в результате расчетов для ряда значений $0 \leq \theta \leq \pi/2$; аналогичные кривые были получены и для всего интервала изменения θ . Эти графики наглядно показывают, как связаны положение и ориентация разлома и направление относительной скорости \dot{S}_0 движения блоков фундамента с характерными особенностями кривых вертикальной и горизонтальной скоростей и их производных в направлении, перпендикулярном разлому. Так, оказывается, что независимо от угла наклона разлома $\partial[\dot{u}(x,1)]/\partial x = 0$ при $x = 0$. Одна стационарная точка на кривой $\partial[\dot{v}(x,1)]/\partial x$ отвечает вертикальному разлому, причем максимум соответствует поднятию правого блока, минимум – опусканию. Наличие двух близких стационарных точек указывает на то, что блоки основания смещаются по наклонному разлому, причем поднятию правого блока отвечают большие по модулю ординаты максимума, а опусканию – большие по модулю ординаты минимума. Одинаковые по величине ординаты максимума и минимума отвечают случаю раздвига. Полученные теоретическим путем результаты, описывающие в рамках принятой модели слоя кинематику его поверхности, могут быть использованы для определения относительной скорости блоков основания и места выхода разлома на подошву слоя. Решение этой задачи при наличии базирующихся на натуральных измерениях достаточно представительных данных о кинематике современных движений дневной поверхности можно трактовать как попытку их интерпретации; последняя будет тем обоснованней, чем большее соответствие имеет место между моделью и натурой.

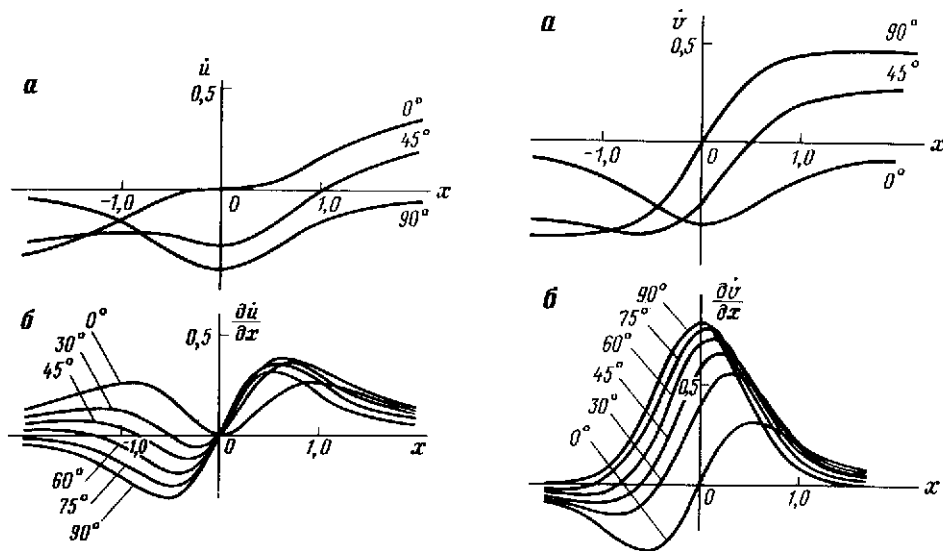


Рис. 5. Горизонтальные скорости свободной поверхности (а) и их градиенты (б) для различных значений угла наклона разлома при $0 \leq \theta \leq \pi/2$

Рис. 6. Вертикальные скорости свободной поверхности (а) и их градиенты (б) для различных значений угла наклона разлома при $0 \leq \theta \leq \pi/2$

На методах решения подобных обратных задач мы здесь не останавливаемся, поскольку они подробно обсуждаются в помещенной в настоящем сборнике статье А.С. Григорьева, И.М. Волович, Ю.А. Ребецкого “Напряженное состояние и кинематика слоя, обусловленные движениями блоков его основания (в связи с интерпретацией современных движений)”, где рассматривается более общая пространственная задача.

3. НАИБОЛЕЕ СУЩЕСТВЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При теоретическом изучении картины напряженного состояния слоя и прогноза областей нарушений сплошности мы упоминали об экспериментах на моделях, когда обследовались не только начальная, но и последующие стадии процесса деформирования слоя и изучалась картина развития в нем нарушений сплошности. Эти эксперименты имеют, на наш взгляд, самостоятельный интерес для исследования процессов образования структур в осадочном чехле при движениях блоков фундамента. В то же время, по нашим представлениям, эксперименты на моделях можно рассматривать и как известную ступень на пути перехода от математической модели к натуре.

В работах [1–4] мы уже останавливались на описании проводившихся экспериментов и полученных к тому времени результатах. Здесь мы также приведем наиболее существенные из результатов по законченным к настоящему времени циклам экспериментов, но предварительно коротко остановимся на методологических вопросах, касающихся сочетания описанных выше теоретических исследований с опытами на моделях. Говоря об этом в более широком плане, следует, видимо, указать, что в идеале надо постановку и условия проведения эксперимента, с одной стороны, максимально приближать к отвечающим математическому моделированию, а с другой стороны, обеспечить возможность изучения процесса за рамками главных ограничений, сужающих возможности приложения результатов теоретических решений к описанию природных процессов. Если говорить о конкретных решениях, изложенных в разделах 1 и 2, то в первую очередь надо иметь в виду выход за рамки таких посылок, как линейность всех исходных соотношений, однородность и сплошность материала во всем объеме

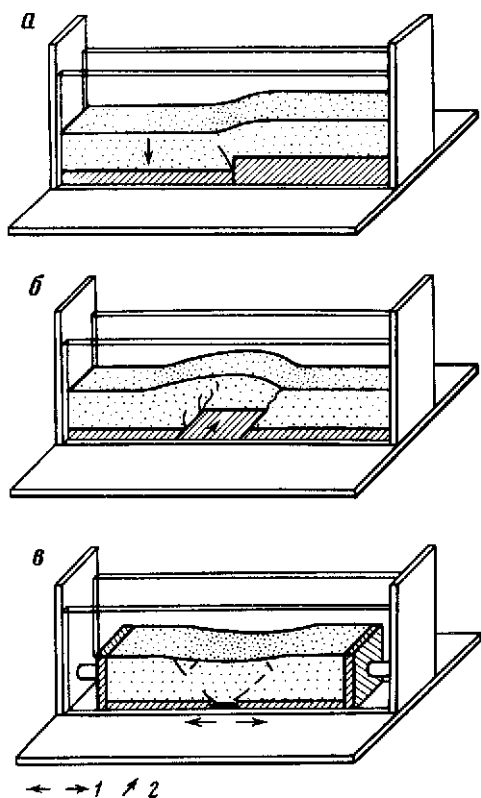


Рис. 7. К моделированию на эквивалентных материалах

a – вертикальный сброс; *б* – наклонный сброс и взброс; *в* – раздвиг; 1 – раздвигание, 2 – направление движения блока; прочие обозначения – в тексте

модели, т.е. речь идет об отказе от предположений о линейности закона деформирования материала, малости деформаций по сравнению с единицей, малости смещений по сравнению с начальными размерами, отсутствии “благоприобретенных” нарушений сплошности или их локализации в окрестности особой точки. Выход в процессе эксперимента за границы этих посылок при удачном выборе материала модели и использовании теории подобия расширит, как нам представляется, возможности количественного описания тектонических процессов. Однако на пути к этому идеалу стоит ряд трудностей. Это относится и к выбору подходящего материала, и к созданию приборных устройств, и к возможностям измерений в моделях удлинений и смещений.

Вопрос о разрешающей способности измерительных устройств приобретает специфическое значение, если учитывать трудоемкость каждого опыта и в то же время необходимость достаточно представительного со статистической точки зрения набора и самих опытов, и соответствующих данных. В наших экспериментах мы старались следовать по пути, в принципе намеченному выше.

Схемы, поясняющие, как осуществлялось моделирование, приведены на рис. 7. Модель – слой глины, заключенный между двумя вертикальными параллельными стеклами, – располагалась на обитых дюралем деревянных подложках, имитирующих жесткое основание, разделенное на два или три блока. С помощью специальных устройств можно было перемещать части основания относительно друг друга с заданной скоростью, имитируя смещение блоков основания. На схеме (рис. 7,а) показано моделирование вертикального сброса; моделирование процессов образования антиклинали, обусловленных смещениями блока фундамента по наклонным разломам, показано на рис. 7,б; моделирование раздвиги иллюстрируется схемой рис. 7,в. Во время эксперимента осуществлялось полное сцепление слоя с основанием. Скольжение материала модели по стеклам происходило практически без трения из-за обильной смазки стекол. Размеры модели (длина 50 см, высота 10 см, ширина 9 см) выбирались с учетом размеров и возможностей прибора, а также и возможностей проведения необходимых наблюдений. Поскольку в теории длина полосы предполагалась бесконечной, специально проверялся характер затухания деформаций при сбросах и раздвиге по мере удаления от разлома. Выяснилось, что даже при смещении основания по вертикали или по горизонтали на величину порядка $0,5 H$ вблизи концов модели деформации практически не наблюдались. Большинство экспериментаторов в качестве материала модели при изучении тектонических процессов используют тот или иной вид глины. Нами использовалась бентонитовая глина. Не останавливаясь на детальном описании ее свойств (тем более, что изучение их отнюдь нельзя считать исчерпанным), укажем лишь (см. [10]), что при влажности, меньшей 55%, и напря-

жениях, меньших некоторого условного предела текучести τ_s , эту глину можно рассматривать как линейно-упруго-вязкое тело. При большей влажности глина уже не держит форму. При $\tau > \tau_s$ ее упрочнение оказывается весьма слабым; закон деформирования во времени на этом основном этапе накопления деформаций существенно нелинеен, и так называемая эффективная вязкость падает на несколько десятичных порядков. Упомянутые свойства бентонитовой глины указывают на то (см. [11]), что ее можно рассматривать как подходящий эквивалентный материал при моделировании длительных геологических процессов. В то же время линейность закона ее деформирования при малых напряжениях свидетельствует о принципиальных возможностях увязки экспериментов на глине с математическим моделированием, проводимым в рамках линейной теории. Для глины, использовавшейся в наших экспериментах, при влажности $\sim 50\%$ можно было считать² модуль сдвига $G = 10^3$ г/см², $\tau_s = 24$ г/см², $\eta = 3 \cdot 10^9$ П при $\tau \leq \tau_s$; при $\tau = 2\tau_s$ эффективная вязкость падает уже до 10^3 П. Как видно, при $\tau = \tau_s$ упругая деформация сдвига $\gamma = \gamma_s$ имеет порядок 2,5%. С уменьшением влажности модуль сдвига и вязкость резко возрастают, но время релаксации меняется слабо; так, при влажности $\sim 40\%$ $G = 10^4$ г/см², $\eta = 3 \cdot 10^{10}$ П, $\tau_s = 52$ г/см², $\gamma_s = 0,5\%$. В конечном счете материал становится более жестким, несмотря на увеличение τ_s , вклад в общую деформацию упругой и линейно-вязкой части падает.

Обращаясь к вопросу о возможности количественной увязки построенного нами теоретического решения и данных эксперимента на глине, хотя бы на стадии процесса, описываемой линейными соотношениями, надо иметь в виду, что математическая модель описывает установившееся течение вязкой жидкости или установившийся процесс деформирования линейно-вязкого слоя, точнее, временной отрезок этого процесса такой протяженности, что еще можно пренебречь влиянием изменения формы слоя на его напряженное состояние. Напряжения при этом пропорциональны скоростям деформаций, а сами деформации при решении не определяются; умножая соответствующие скорости деформаций на интервал времени рассмотрения, строго говоря, можно определить лишь приращения деформаций за указанный интервал.

При эксперименте, уже на начальном его этапе, к моменту достижения движущимися плоскостями основания заданной скорости в модели развиваются упругие деформации, а в зоне концентрации напряжений, т.е. грубо говоря, где $\gamma_{\max} > \gamma_s$ – пластические деформации и местные разрушения. Таким образом, к моменту окончания процесса начального нагружения в модели как бы образуются две области. При последующем деформировании во времени, отвечающем постоянной скорости движения блоков основания, в первой из этих областей, менее напряженной, деформации будут накапливаться, следуя линейному закону, увеличение напряжений будет происходить относительно медленно. Во второй области, примыкающей к месту выхода разлома на подошву слоя, в силу большой неоднородности напряженного состояния, охватывающей большую часть надразломной зоны, накопление деформаций и возрастание напряжений с течением времени будут происходить в соответствии с законами нелинейной ползучести. Существенно, что сама граница между областями, вдоль которой можно считать $\tau_{\max} = \tau_s$, с течением времени будет смещаться, область линейно-упруго-вязкого состояния будет оттесняться от надразломной зоны к краям модели. В пределах самой надразломной зоны накопление деформаций будет происходить при относительно слабобменяющемся поле напряжений. Резкое его изменение будет связано в основном с развитием значительных нарушений сплошности, в окрестностях которых появятся зоны локальных концентраций напряжений и разгрузок. Как видно из сказанного выше, при сопоставлении результатов теории и эксперимента необходимо считаться с принципиальной разницей в постановке задачи, отвечающей тому и другому подходу. Это в принципе затрудняет и сужает возможности непосредственного сравнения величин, которые должны были бы быть совпадающими. Расширение этих возмож-

² По данным Д.Н. Осокиной.

ностей связано с необходимостью существенного усовершенствования всей техники проведения эксперимента, и в первую очередь с радикальным повышением точности измерений.

Дадим более подробное пояснение. Прямой эквивалентности соответствующих данных можно ожидать лишь при условии, что область, где процесс накопления деформаций в модели происходит в соответствии с нелинейным законом, имеет характерные размеры, малые по сравнению с мощностью слоя. Считая эти размеры допустимыми, если они имеют порядок, не превышающий $0,1 H$, можно убедиться, что соответствующая ситуация в наших экспериментах практически независимо от вида моделируемого механизма возникает уже в самом начале процесса нагружения модели. Действительно, если пренебречь сжимаемостью глины и в пределах упругости, то изолинии p_{12} , приведенные на рис. 3, будут в силу вязко-упругой аналогии описывать картину напряженного состояния модели и при упругих ее деформациях, считая $K = 4GHS_0$, где S_0 – уже не скорость относительного движения блоков, а величина относительного их смещения. Ассоциируя с границей области неупругого состояния изолинию p_{12} , соответствующую $\tau_{12} = \tau_{\max} = \tau_s$, и одновременно ориентируясь на указанные выше примерные допустимые размеры этой области, найдем, что им будет отвечать значение $p_{12} \approx 1$. При упоминавшихся выше размерах модели и механических характеристиках глины окажется, что $K = 2,4 \cdot 10^3$ г, $K_1 = 0,71$ при $S_0 = 0,06$ см, $\gamma_{\max} = \gamma_s = 0,024$.

В процессе начального нагружения мы не имеем возможности проводить измерения смещений и деформаций в модели. Поскольку приборное устройство в наших экспериментах не предусматривает возможности измерения деформаций и смещений в весьма кратковременном процессе начального нагружения да и сама вероятная погрешность измерений исключает допустимость суждения о деформациях, соизмеримых с γ_s , становится ясным, что в условиях наших опытов нельзя провести прямого сравнения эквивалентных в принципе величин. Образно выражаясь, можно сказать, что стадия процесса, описанная теоретически, при эксперименте к тому моменту, когда измерения уже можно проводить с достаточной степенью надежности, “проскакивается”.

Тем большее значение приобретает установление характеристик процесса, которые поддаются непосредственному определению теоретически, но не могли быть найдены из эксперимента на той его стадии, когда можно было говорить о формальной эквивалентности данных, зато устойчиво “наследуются” на стадиях эксперимента, где их уже можно измерять. Первая и весьма важная из таких устойчивых характеристик уже упоминалась. Это картина деформации сдвига γ_{12} , отвечающая окончанию первого периода деформирования модели, при уже постоянной скорости движения блоков основания. На этом этапе эксперимента были достигнуты относительные смещения блоков основания в вертикальном направлении на 1 см, т.е. на $0,1 H$, а при раздвиге в горизонтальном направлении – на 0,5 см. Конфигурация и топографическая приуроченность изолиний γ_{12} (рис. 8) к выходу разлома на подошву слоя достаточно явно коррелируют с полученной расчетным путем картиной изолинии p_{12} , как в случаях вертикального и наклонного сбросов, так и при раздвиге. Это означает, что распределение деформации по сечению слоя сохраняет в надразломной зоне и при нелинейном законе ползучести тот же характер, что и в рамках начальной упругой и линейно-вязкой стадий деформирования. Заметим, что корреляция оцифровки изолиний случайна, т.е. в формулах перехода к безразмерным напряжениям фигурировали произвольно выбираемые величины. Думается, еще более существенно соответствие между полем эквивалентных напряжений p_s , полученным теоретически, и картиной зарождения и развития нарушений сплошности в модели. Имеются в виду изолинии p_s , найденные при характеристиках материала слоя, отвечающих материалу модели на начальной, упругой стадии ее деформирования, когда, как уже упоминалось, можно принять $K = 2,4 \cdot 10^3$ г $K_1 = 0,71$. Эти изолинии, построенные при $x = 0,1$, приведены на рис. 9,а. При сравнении их со схемами рис. 9,б, характеризующими области зарожде-

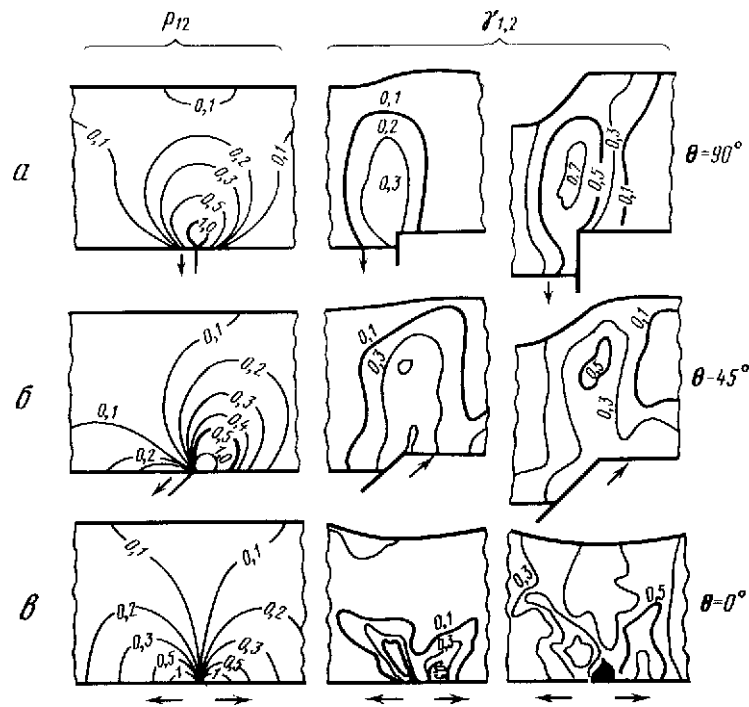


Рис. 8. Сопоставление поля касательных напряжений (p_{12}) в начальной стадии развития структуры и полей главных деформаций сдвига (γ_{12}) после подвижки блоков основания на $0,1 H$ и $0,2 H$

a – для вертикального сброса; *б* – наклонного сброса; *в* — раздвига

ния и последующего распространения нарушений сплошности в модели при трех рассматриваемых механизмах деформирования, обращает на себя внимание явная приуроченность не только зон появления первых трещин скола к окрестностям линий OA , но и последующего развития зон трещиноватости (см. рис. 9, *a* и *б*). Упомянутые линии OA в разделе 2 мы уже охарактеризовали как геометрические места потенциально «опасных» точек в сечении слоя, и подмеченная корреляция позволяет предположить, что фактическое зарождение всей системы трещин скола происходит уже на самой начальной стадии деформирования, описываемой в рамках линейной механики. Любопытно и то, что на всей картине областей сколовой трещиноватости далеко не сразу начинается развитие магистральных нарушений.

Как уже упоминалось, использование результатов проведенных исследований при интерпретации современных движений базируется на связи кинематических характеристик поверхности слоя с напряженным состоянием и зонами нарушений сплошности на глубине. Теоретические решения, изложенные в разделах 1 и 2, конкретизировали эти связи, установив возможности определения положения выхода разлома на подошву слоя, ориентации плоскости разлома и скорости относительного движения блоков основания на основе анализа кинематики поверхности слоя, в первую очередь анализа поля вертикальных скоростей и их градиентов. Решение задачи о напряженном состоянии слоя позволило судить о расположении зон повышенных напряжений, отвечающих различным механизмам деформирования по отношению к месту выхода разлома на подошву. Данные эксперимента позволили наметить связи между указанными зонами и областями нарушений сплошности в моделях.

Обратимся к анализу доставляемой экспериментом кинематической картины движения поверхности модели. Для трех случаев, схемы моделирования которых даны на рис. 7, – вертикального сброса, поднятия блока по наклонным разломам при $\theta = 45^\circ$

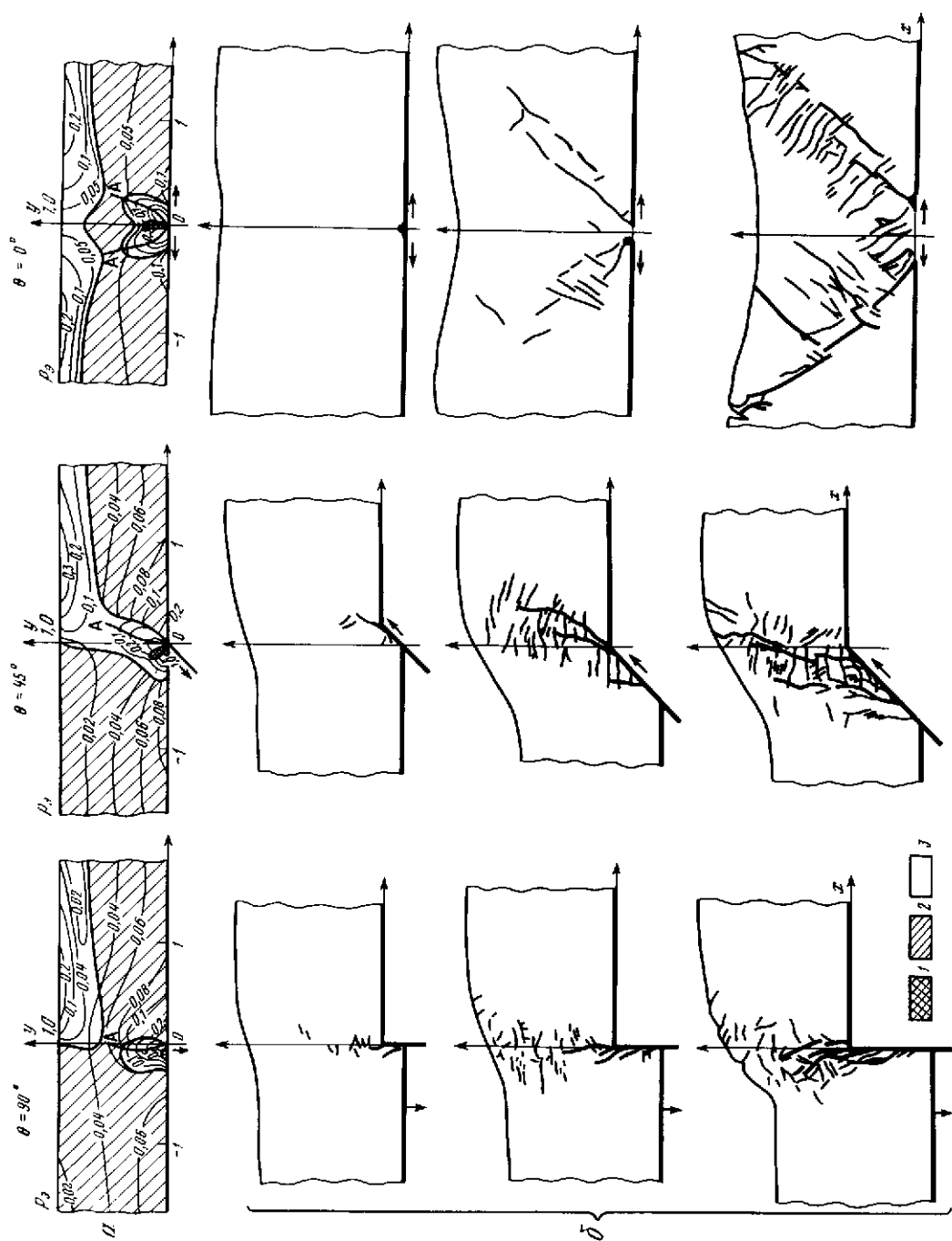


Рис. 9.

и раздвига – на основании обработки результатов опытов были построены графики безразмерных вертикальных скоростей поверхности и их градиентов. Для последних на рис. 10 приведены по три кривых для каждого случая, отвечающих трем последовательным стадиям эксперимента. Для интерпретации современных движений наибольший интерес представляет сопоставление кривых, полученных к моменту окончания первой стадии эксперимента, с отвечающими теоретическому решению; соответствующие кривые также даны на рис. 10. Как видно из этого рисунка, сопоставляемые кривые достаточно близки и, что особенно важно, на кривых, построенных на основании данных опытов, наблюдается практически то же по отношению к разлому расположение характерных точек – экстремумов и перегиба, что и на кривых, построенных с помощью теоретических решений. Это дает нам основание утверждать, что кривые градиентов скоростей поверхности слоя при всех рассматривавшихся механизмах его деформирования также принадлежат к числу устойчивых характеристик соответствующих процессов деформирования.

Сказанное подтверждается “унаследованностью” этих характеристик на всех стадиях экспериментов. Как видно из рис. 10, даже при относительных перемещениях подошвы порядка половины мощности модели сохраняется и общая форма кривых $\partial[\dot{\nu}(x,1)]/\partial x$, и примерная ширина зоны их повышенных значений, и положения стационарных точек по отношению к месту выхода разлома на подошву. С увеличением относительного смещения блоков основания изменяются лишь абсолютные значения экстремумов; горизонтальные их смещения, притом небольшие, наблюдаются лишь при образовании в модели разломов, пересекающих ее почти по всей толще.

Как уже упоминалось, главная ценность совокупности результатов проведенных экспериментальных исследований на моделях состоит в качественном и количественном описании процессов образования структур верхних слоев земной коры, обусловленных движениями основания, разбитого разломами на блоки. Полное освещение этих результатов выходит за границы настоящей статьи и, видимо, несколько преждевременно, поскольку вопросы детального количественного переноса данных на природные условия требуют специальной разработки в рамках теории подобия. Можно думать, что при этом встанет и вопрос о “конструировании” специального материала моделей и усовершенствовании техники самих экспериментов. В силу этих причин мы ниже лишь кратко дополним уже сказанное о результатах проведенных экспериментов.

Отметим прежде всего, что при сопоставлении процесса моделирования с длительным тектоническим процессом надо рассматривать первый этап моделирования как условно выбранный, начиная с которого можно следить за эволюцией во времени факторов, характерных для исследуемого механизма деформирования, таких, которые, во-первых, были бы устойчивыми, а во-вторых, доступными для оценок в природных условиях. Говоря об устойчивости, мы имели в виду проявление этих факторов на всех изучаемых стадиях процесса. К таким устойчивым характеристикам можно отнести специфическую для каждого из рассмотренных механизмов (см. рис. 8) конфигурацию и расположение зон развития повышенных деформаций, ориентировку их траекторий, расположение по отношению к месту выхода разлома зон трещиноватости и тенденцию развития сквозных разрывов в деформируемом слое. Зарождение первых трещин происходит буквально с момента первых подвижек блоков основания в очень ограниченной зоне концентрации напряжений, непосредственно над щелью, разделяющей движущийся и неподвижный или два движущихся блока. Распространяясь снизу вверх, эта область имеет устойчивые границы, согласующиеся с областями напря-

Рис. 9. Развитие разрушений моделей

a – эквивалентные напряжения по Мору для $G = 10^3$ г/см²; $H = 10$ см; $S_0 = 0,06$ см; $\rho = 1,5$ г/см³; *b* – схемы разрушения на разных стадиях развития структур; 1 – двустороннее растяжение ($p_1 > p_2 > 0$); 2 – двустороннее сжатие ($p_2 < p_1 < 0$), 3 – $p_1 > 0$; $p_2 < 0$

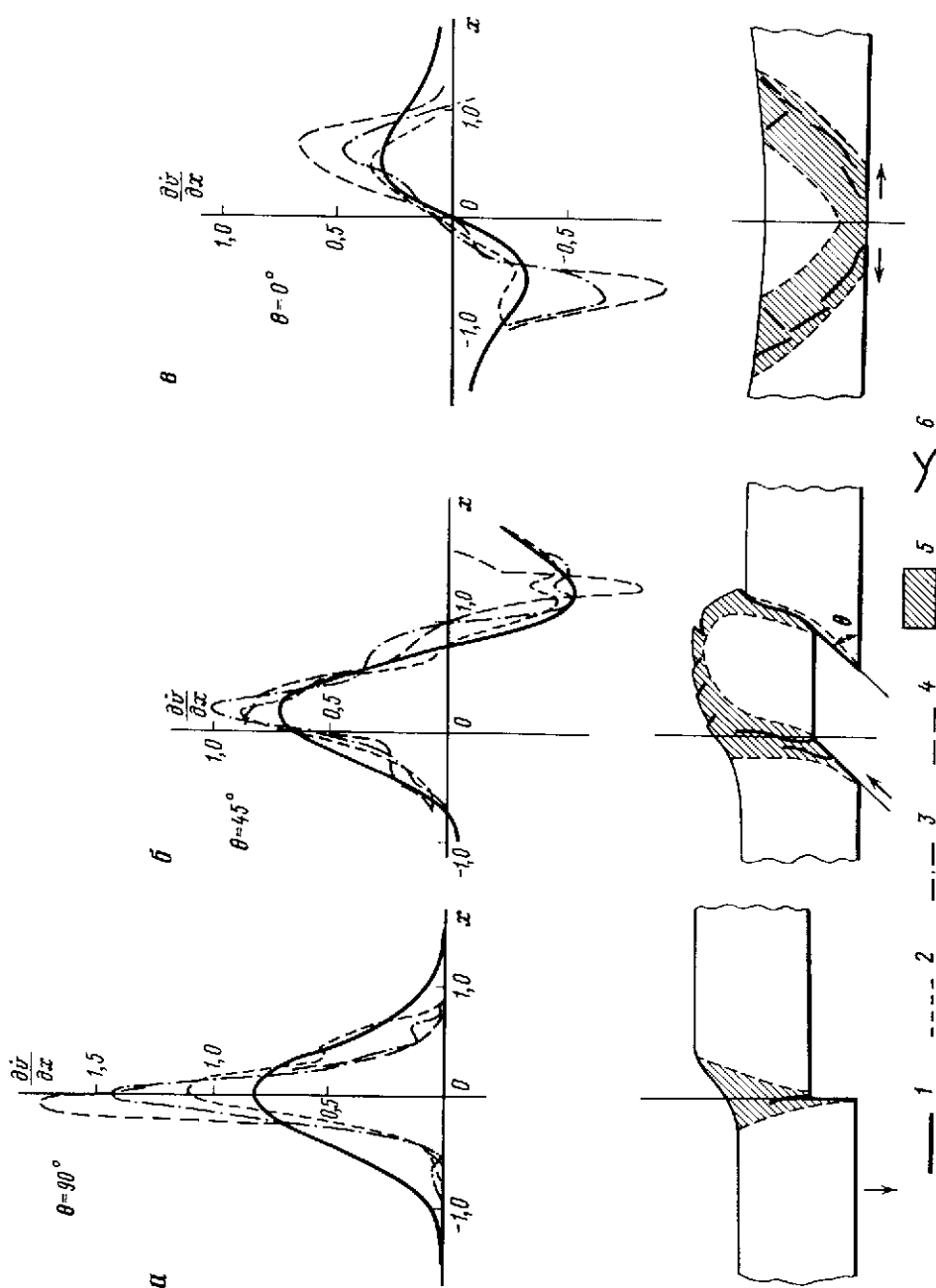


Рис. 10. Соотношение градиентов вертикальных скоростей поверхности в надразломных зонах с областями разрушения в слое и положением и ориентацией самого разлома для структур вертикального сброса (а), наклонных сброса и взброса (антиклинали) (б), раздвига (в) на моделях

1 – теоретическая кривая градиентов для начальной стадии; 2 – 4 – то же, для последующих стадий по данным эксперимента; 5 – зона трещиноватости; 6 – крупные разрывы в слое

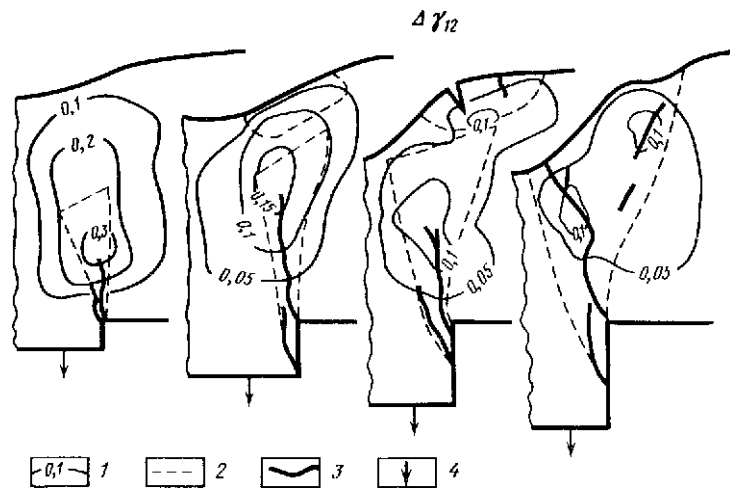


Рис. 11. Приращение логарифмических деформаций сдвига ($\Delta\gamma_{12}$) и зоны разрушения на разных стадиях развития структуры вертикального сброса ($\theta = 90^\circ$)

1 – изолинии $\Delta\gamma_{12}$; 2 – границы зон трещиноватости; 3 – крупные разрывы; 4 – направление перемещения блока основания

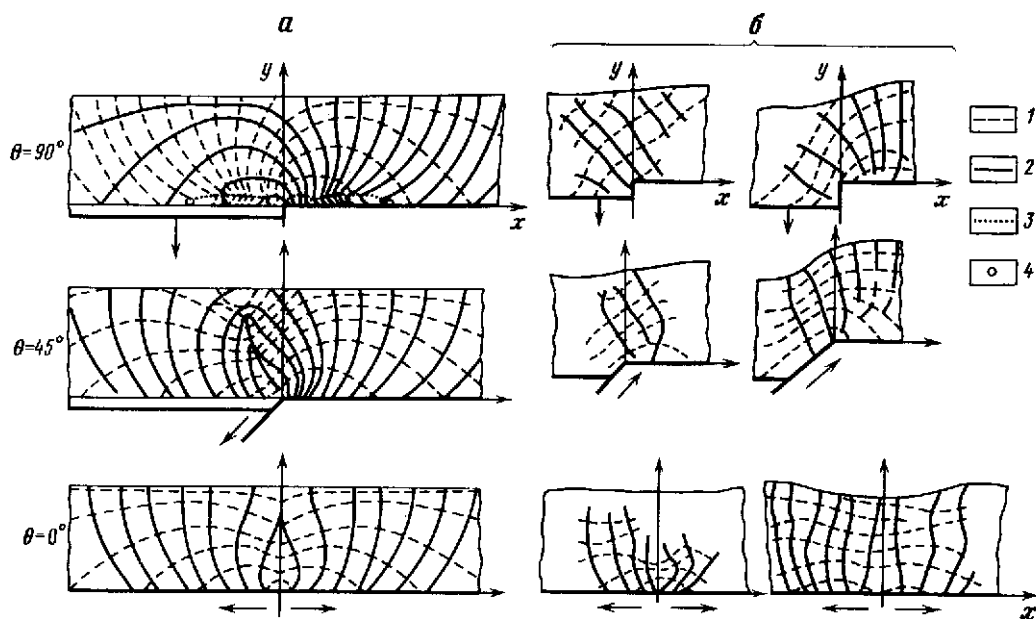


Рис. 12. Траектории главных нормальных напряжений (p_1 и p_2) (а) и деформаций (ϵ_1 и ϵ_2) (б) для структур: вертикального сброса ($\theta = 90^\circ$), наклонного сброса ($\theta = 45^\circ$) и раздвига ($\theta = 0^\circ$)

1 – траектории p_1 и ϵ_1 ; 2 – траектории p_2 и ϵ_2 ($p_1 > p_2$ и $\epsilon_1 > \epsilon_2$); 3 – линия, где траектории резко меняют направление; 4 – особые точки, где $\sigma_1 = \sigma_2$

жений повышенной концентрации, характерными для каждого механизма (см. рис. 9 и 10). Образование трещин и сквозных разрывов происходит внутри этих границ, не распространяясь за их пределы; развитие зоны заключается во все большем увеличении раздробленности в ее пределах и практически прекращается после того, как сквозные разрывы достигнут поверхности и как бы выделяют рассматриваемую область из общего массива модели. Эти разрывы образуются в результате объединения отдельных трещин или их частей с разрушением перемычек между ними. При верти-

кальном сбросе это чаще один разрыв, как бы продолжающий разлом основания и отклоняющийся в сторону опущенного блока (см. рис. 9,б). В случае наклонного сброса разрывов, развивающихся снизу вверх, оказывается несколько; они возникают по мере продвижения блока, ориентировка их сместителей субвертикальна. Примерно такая же группа крупных разрывов возникает со стороны взброса (см. рис. 10), но расположены они в гораздо более узкой зоне трещиноватости, а при более крупных углах падения разлома в фундаменте эта группа сливается в один общий разрыв. При раздвигании основания разрывы группируются в двух областях, симметрично расходящихся от точки раздвигания в обе стороны снизу вверх. При этом, однако, сама картина разрушения чаще оказывается, как, впрочем, и следовало ожидать, не вполне симметричной, особенно на начальной стадии.

Одновременно с разрушениями, вызванными собственно подвижками основания и развивающимися от подошвы слоя к поверхности, происходит зарождение довольно крупных разрывов у поверхности, проникающих в слой сверху вниз в результате изгибания деформируемой толщи. На более поздних стадиях формирования структуры эти две области разрушения сливаются. Расположение и конфигурация областей разрушения находятся, как говорилось выше, в соответствии с полем напряжений и деформаций в самой начальной стадии. В дальнейшем наблюдается унаследованное развитие картины деформаций относительно начального поля напряжений (см. рис. 8) с некоторым перемещением области концентрации деформаций по мере увеличения подвижки, причем направление перемещения этой области связано с продвижением конца образующегося в деформируемом слое одного или нескольких крупных разрывов. Проследить роль такого развивающегося разрыва в накоплении деформаций можно на рис. 11, где показаны приращения деформаций сдвига в слое над вертикальным сбросом на разных стадиях формирования структуры по мере увеличения амплитуды “разлома в фундаменте”. По мере продвижения блока фундамента вниз происходит перемещение конца разрыва и границ зоны трещиноватости вверх; величина приращений деформаций $\Delta\gamma_{12}$ на каждом следующем этапе уменьшается (от 0,1–0,3 до 0–0,1), что, очевидно, связано с раздроблением массива, а область приращения деформаций перемещается вслед за концом разрыва.

Траектории главных нормальных напряжений, построенные на основе теоретических решений, и траектории главных удлинений, построенные на основе эксперимента, показаны на рис. 12. Сравнивая их, можно заметить, что ориентация траекторий деформаций не только на ранней, но и на более поздних стадиях развития структур близка к траекториям соответствующих напряжений в начальный момент деформирования. Разумеется, можно говорить лишь о самом общем их подобии, так как в силу недостаточности количества точек опроса данные эксперимента менее детализированы. Каждый из рассмотренных механизмов отличается своей картиной траекторий напряжений: для вертикального сброса характерно, что траектории σ_1 в правой половине слоя располагаются симметрично по отношению к траекториям σ_2 в левой половине, а траектории σ_1 в левой половине по отношению к траекториям σ_2 в правой; для раздвига наблюдается полностью симметричная картина; при наклонном сбросе имеет место картина как бы промежуточная по отношению к этим случаям.

Подводя общий итог описанию устойчивых характеристик моделируемых процессов формирования структур осадочного чехла, необходимо подчеркнуть, что особое место в списке прогностических признаков занимают характеристики поля вертикальных скоростей дневной поверхности. С одной стороны, с ними связывается представление о величинах, относительно доступных для оценки в природных условиях, а с другой – они, как видно, могут быть выявлены на основе теоретического решения сравнительно простой задачи механики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 97–125.
2. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. О кинематических характеристиках движения дневной поверхности и напряженном состоянии осадочного чехла в зонах над разломами фундамента // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 1. С. 3–20.
3. Григорьев А.С. О связи напряженного состояния верхнего слоя земной коры с движениями фундамента // Взаимосвязь геолого-тектонического строения, свойств, структурных особенностей пород и проявлений избыточной напряженности. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1984. С. 30–39.
4. Григорьев А.С., Михайлова А.В. Сочетание теоретического и экспериментального методов при исследовании процессов образования тектонических структур // Экспериментальная тектоника в теоретической и прикладной геологии. М.: Наука, 1985. С. 131–146.
5. Донабедов А.Т., Сидоров В.А., Григорьев А.С. и др. Связь между современными смещениями земной поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах // Математическое моделирование в геофизических исследованиях на нефть и газ. М.: Наука, 1982. С. 3–15.
6. Волович И.М. Напряженное состояние осадочного чехла слоистого строения как следствие движения блоков фундамента (в связи с прогнозом зон трещиноватости и разломов) // Вопросы поисков залежей углеводородов. М.: ИГиРГИ, 1984. С. 100–107.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1094 с.
8. Кузнецов Г.Н. Механические свойства горных пород. М.: Углетехиздат, 1947. 179 с.
9. Филоненко-Бородич М.М. Механические теории прочности. М.: Изд-во МГУ, 1961. 70 с.
10. Михайлова А.В., Осокина Д.Н. Изучение соотношений между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и величиной деформаций на глубине (на моделях) // Современные движения земной коры. Тарту: Изд-во АН ЭстССР, 1973. № 15. С. 589–594.
11. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 535 с.

УДК 551.24.035+551.242.1+551.24.02+551.1/.528 :622.831

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И КИНЕМАТИКА СЛОЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯМИ БЛОКОВ ЕГО ОСНОВАНИЯ (в связи с интерпретацией современных движений)

А.С. Григорьев, Ю.А. Ребецкий, И.М. Волович

Рассмотрим бесконечный слой постоянной толщины из линейно-вязкого несжимаемого материала, горизонтально расположенный на жестком полупространстве, разделенном узкой плоской щелью на два полубесконечных блока. Предположим, что между слоем и основанием имеет место полное или частичное слипание. Определим напряженное состояние и скорости смещений слоя, обусловленные параллельным срединной плоскости щели поступательным движением блоков основания друг относительно друга. Это движение будем считать столь медленным, что состояние слоя можно рассматривать как равновесное. Ограничим время рассмотрения промежутком, при котором разница между эйлеровыми и лагранжевыми координатами может считаться несущественной, иначе говоря, будем считать, что за рассматриваемый промежуток времени перемещения слоя существенно малы по сравнению с его мощностью. Свяжем условно неподвижную систему отсчета с первоначальным положением плоскости контакта слоя с основанием. Примем последнюю за координатную плоскость xz , направив ось z вдоль следа срединной плоскости щели (рис. 1). Обозначим через β двугранный угол между вертикальной плоскостью и срединной плоскостью щели, отсчитываемый от оси y поворотом по часовой стрелке. Очевидно, $-\pi/2 < \beta < \pi/2$.

Из описанной выше постановки задачи вытекает, что компоненты тензора напряжений и вектора скоростей смещений в любой точке слоя не будут зависеть от координат

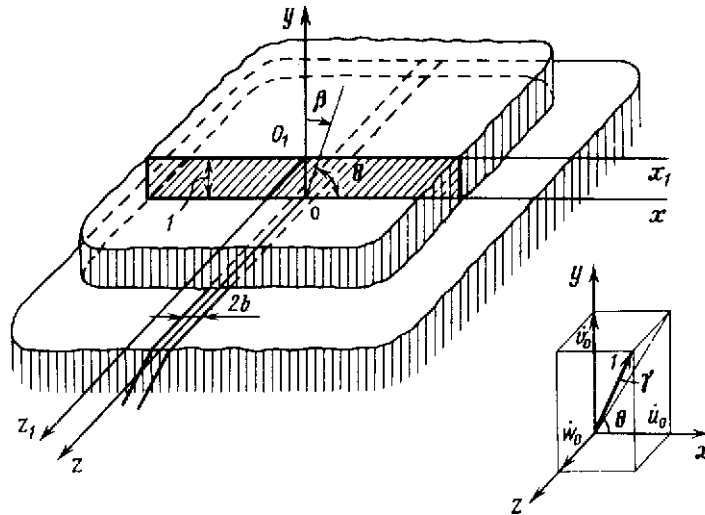


Рис. 1. К постановке задачи

наты z , хотя задача и является в обычном понимании пространственной. При этом исходная система уравнений относительно девяти упомянутых функций распадается на две. Запишем их в безразмерных переменных, не учитывая собственного веса слоя:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} = 0; \quad p_x - \frac{1}{2}(p_y + p_z) = \frac{3}{4} \frac{\partial \dot{u}}{\partial x}; \\ p_y - \frac{1}{2}(p_z + p_x) = \frac{3}{4} \frac{\partial \dot{v}}{\partial y}; \quad p_z - \frac{1}{2}(p_x + p_y) = 0; \quad p_{xy} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \dot{u}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{v}}{\partial x} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} = 0; \quad p_{zx} = \frac{1}{4} \frac{\partial \dot{w}}{\partial x}; \quad p_{yz} = \frac{1}{4} \frac{\partial \dot{w}}{\partial y}. \quad (2)$$

Здесь x, y, z – координаты, отнесенные к H – мощности слоя; $p_x, p_y, p_z, p_{xy}, p_{yz}, p_{zx}$ – напряжения, отнесенные к величине $4\eta V_* / H$, где η – вязкость материала, V_* – постоянная с размерностью скорости; \dot{u}, \dot{v} и \dot{w} – скорости \dot{U}, \dot{V} и \dot{W} в направлениях x, y и z , отнесенные к V_* . Система (1) является разрешающей в задаче плоской деформации несжимаемого линейно-вязкого тела и после исключения p_z, \dot{u} и \dot{v} и введения функции напряжений φ приводится¹, как известно, к бигармоническому уравнению относительно последней:

$$\nabla^4 \varphi = 0. \quad (3)$$

Система (2) является разрешающей для задачи антиплоской деформации линейно-вязкого тела² и приводится к гармоническому уравнению

$$\nabla^2 \dot{w} = 0. \quad (4)$$

В соответствии с постановкой задачи краевые условия отвечают отсутствию напряжений на верхней границе слоя, а на нижней – соблюдению заданных условий контакта подошвы слоя с основанием и наличию зазора между блоками основания. Поскольку на подошве заведомо должна быть обеспечена возможность ее перемещений, эти условия удобно, хотя бы формально, записывать в скоростях перемещений.

¹ См. статью А.С. Григорьева, И.М. Волович, А.В. Михайловой, Ю.Л. Ребецкого, З.Е. Шахмурдовой в настоящем сборнике, а также [1, 2].

² См. статью Ю.Л. Ребецкого в настоящем сборнике.

Все краевые условия, о которых говорилось выше, можно также разделить на две группы:

$$y = 1: p_y = p_{xy} = 0; \quad y = 0: \dot{u} = \omega(x); \quad \dot{v} = \psi(x); \quad (5)$$

$$y = 1: p_{yz} = 0; \quad y = 0: \dot{w} = \zeta(x). \quad (6)$$

Отнеся (5) к системе (1), придем к бигармонической краевой задаче для бесконечной полосы $0 \leq y \leq 1$; $z = 0$, а отнеся (6) к системе (2), придем к гармонической краевой задаче для той же полосы, причем в обеих задачах граничные условия являются смешанными. В итоге окажется, что решение основной поставленной задачи получится наложением результатов решений уравнения (3) при условиях (5) и уравнения (4) при условиях (6). Если существенно, как, скажем, в геофизических задачах, учитывать влияние веса слоя, то следует еще добавить результаты решения задачи равновесия слоя под действием одного лишь собственного веса; подошву слоя следует при этом считать сцепленной с неподвижными блоками основания. Заметим, что если на каких-либо конечных участках подошвы краевые условия будут собственно смешанными или прямо заданными в напряжениях, общая иллюстрируемая ниже методика решения может быть сохранена, однако для перехода к условиям в скоростях смещений придется привлечь аппарат интегральных уравнений.

Рассмотрим один из возможных вариантов постановки и решения задачи, предполагая, что имеет место сцепление подошвы с блоками основания, а шов между последними заполнен материалом, свойства которого мало отличаются от свойств материала слоя. Если вдобавок ограничиться случаем весьма узкой щели, когда отнесенная к мощности слоя ширина шва $2b \ll 1$, то выражения $\omega(x)$ и $\psi(x)$ в интервале $|x| \leq b$ можно получить, удерживая в их разложениях в окрестности начала координат лишь линейные члены и используя условие непрерывности скоростей смещений на границах интервала. Тогда условия (5) на подошве примут вид

$$y = 0: \omega(x) = \frac{\dot{u}_0}{2b} x; \quad \psi(x) = \frac{\dot{v}_0}{2b} x \quad \text{при } |x| \leq b;$$

$$\omega(x) = \frac{\dot{u}_0}{2} \text{sign } x; \quad \psi(x) = \frac{\dot{v}_0}{2} \text{sign } x \quad \text{при } |x| \geq b. \quad (7)$$

Заметим, что условия (7) отвечают предположению, что подошва не внедряется в заполненный шов и остается над ним плоской. Полагая, что в полосе $|x| \leq b$ скорости подошвы в направлении оси z также меняются линейным образом, найдем, что условия (6) на подошве примут вид

$$y = 0: \zeta(x) = \frac{\dot{w}_0}{2b} x \quad \text{при } |x| \leq b; \quad \zeta(x) = \frac{\dot{w}_0}{2} \text{sign } x \quad \text{при } |x| \geq b. \quad (8)$$

Здесь \dot{u}_0 , \dot{v}_0 и \dot{w}_0 – отнесенные к $V_* \dot{U}_0$, \dot{V}_0 и \dot{W}_0 – проекции на оси координат \dot{S}_0 – скорости относительного движения блоков – правого относительно левого. Если положить $V_* = |\dot{S}_0|$, то (см. схему справа на рис. 1)

$$\dot{u}_0 = \cos \theta \cos \gamma; \quad \dot{v}_0 = \sin \theta \cos \gamma; \quad \dot{w}_0 = \sin \gamma. \quad (9)$$

При оговоренных выше предположениях решение задачи равновесия слоя под действием собственного веса тривиально и может быть записано в виде

$$p_x = p_y = p_z = -K_1(1 - y); \quad p_{xy} = p_{yz} = p_{zx} = \dot{u} = \dot{v} = \dot{w} = 0; \quad K_1 = (\rho g H^2)/(4\eta V_*), \quad (10)$$

где ρ – плотность материала, g – ускорение силы тяжести.

Решение уравнения (3) при краевых условиях (7), основанное на представлении функции напряжений в виде интеграла Фурье и использовании интегральных преобразований Фурье $\omega(x)$ и $\Psi(x)$, приведет к готовым формулам для напряжений и скоростей перемещений, фигурирующих в системе (1); остальные искомые функции

определяются из решения уравнения (4) при краевых условиях (8). Это решение строится аналогично предыдущим на основе представления \dot{w} в виде интеграла Фурье и последующего применения преобразования Фурье $\zeta(x)$. Прибегая к наложению решений, для весомого слоя окончательно будем иметь

$$\begin{aligned}
p_x &= \frac{\cos \gamma}{2\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^{\infty} \Phi_{11}(a, y) T(a) \sin ax da - \cos \theta \int_0^{\infty} \Phi_{12}(a, y) T(a) \cos ax da \right\} - K_1(1 - y); \\
p_y &= \frac{\cos \gamma}{2\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^{\infty} \Phi_{21}(a, y) T(a) \sin ax da - \cos \theta \int_0^{\infty} \Phi_{22}(a, y) T(a) \cos ax da \right\} - K_1(1 - y); \\
p_z &= \frac{1}{2}(p_x + p_y); \\
p_{xy} &= \frac{\cos \gamma}{2\pi} \left\{ -\sin \theta \int_0^{\infty} \Phi_{31}(a, y) T(a) \cos ax da + \cos \theta \int_0^{\infty} \Phi_{32}(a, y) T(a) \sin ax da \right\}; \\
p_{yz} &= -\frac{\sin \gamma}{8\pi b} \ln \left\{ \frac{\left[\begin{array}{c} ch \frac{\pi}{2}(x-b) + \\ + \cos \frac{\pi}{2}y \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} ch \frac{\pi}{2}(x+b) - \\ - \cos \frac{\pi}{2}y \end{array} \right]}{\left[\begin{array}{c} ch \frac{\pi}{2}(x-b) - \\ - \cos \frac{\pi}{2}y \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} ch \frac{\pi}{2}(x+b) + \\ + \cos \frac{\pi}{2}y \end{array} \right]} \right\}; \\
p_{zx} &= \frac{\sin \gamma}{8\pi b} \left\{ \operatorname{arctg} \left[sh \frac{\pi}{2}(x+b) / \sin \frac{\pi y}{2} \right] - \operatorname{arctg} \left[sh \frac{\pi}{2}(x-b) / \sin \frac{\pi y}{2} \right] \right\}; \\
\dot{u} &= \frac{\cos \gamma}{\pi} \left\{ -\sin \theta \int_0^{\infty} \Phi_{41}(a, y) \frac{T(a)}{a} \cos ax da + \cos \theta \int_0^{\infty} \Phi_{42}(a, y) \frac{T(a)}{a} \sin ax da \right\}; \\
\dot{v} &= \frac{\cos \gamma}{\pi} \left\{ \sin \theta \int_0^{\infty} \Phi_{51}(a, y) \frac{T(a)}{a} \sin ax da - \cos \theta \int_0^{\infty} \Phi_{52}(a, y) \frac{T(a)}{a} \cos ax da \right\}; \\
\dot{w} &= \frac{\sin \gamma}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{cha(1-y)}{cha} \frac{T(a)}{a} \sin ax da.
\end{aligned} \tag{11}$$

Здесь $T(a) = \sin ab / (ab)$; при $b \rightarrow 0$ $T(a) \rightarrow 1$; $\Phi_{ki}(a, y)$ ($k = 1, 2, 3, 4, 5$; $i = 1, 2$) – функции, найденные при решении уравнения (3) при конкретизации краевых условий (5) в форме (7); выражения этих функций не приводятся вследствие их громоздкости. Они содержатся в публикациях [1] и [2], а также в статье А.С. Григорьева и др. настоящего сборника, где речь идет о задачах, аналогичных рассмотренной выше, но лишь для случая плоской деформации.

Результаты вычислений напряжений показали, что имеется существенная концентрация их в области, примыкающей к подошве слоя в пределах полосы, расположенной между блоками основания и за ее пределами в малой окрестности ее границ $|x| = b$; при приближении к этим границам напряжения неограниченно возрастают. Поскольку задача распалась на две, анализ соответствующих особенностей проводился отдельно для случаев плоской и антиплоской деформации. Он показал, что при $b \neq 0$ особенности являются интегрируемыми и, следовательно, могут быть вычислены усилия, приложенные к подошве слоя, обуславливающие его напряженное состояние. При $b = 0$ в асимптотическом случае, когда все три компоненты вектора скорости подошвы слоя терпят вдоль оси z разрыв первого рода, особенности уже неинтегрируемы и такая возможность отпадает. Однако, как показали расчеты, при $b < 0,01$ напряженное состояние в слое всюду, за исключением малой зоны, о которой говорилось выше, практически не отличается от найденного на основании асимптотического решения. В еще большей степени это относится к кинематике свободной поверхности слоя. Ее изучение выявило характерные закономерности, связывающие

кривые скоростей и градиентов скоростей свободной поверхности с положением и ориентацией щели, разделяющей блоки основания, а также с характером напряженного состояния слоя в зоне, расположенной над щелью. Необходимо отметить, что решение, построенное для случая единичной щели – разлома в основании, в силу линейности постановки, по существу, доставляет готовые результаты и для случая многоблокового основания, поскольку применим метод наложения решений. Сказанное справедливо при условии, что на подошве следы плоскостей разломов между блоками параллельны между собой.

Закономерности, о которых говорилось выше, представляются существенными, если иметь в виду приложения результатов к геофизическим задачам, в первую очередь к вопросам интерпретации современных движений дневной поверхности в платформенных областях со слабо выраженным рельефом подошвы и поверхности. Имеются в виду случаи, когда геологическая и геофизическая информация по данному конкретному региону дает основания судить о мощности осадочного чехла и считать, что современные его движения обусловлены движениями блоков фундамента по разделяющих их разломам, а следы выходов последних на подошву слоя близки к параллельным. Покажем, что при наличии достаточно представительных данных о кинематике дневной поверхности их анализ, базирующийся на результатах описанного выше решения, позволит уточнить положение и ориентацию ранее обнаруженных активных разломов фундамента, выявить скрытые, а также определить скорости относительных движений блоков. Остановимся сначала на решении такой обратной задачи в простейшем случае, когда предположительно имеет место соответствие природы и рассматривавшейся выше модели, где фигурировал лишь один активный разлом фундамента.

Предпошлем изложению этого решения некоторые результаты, характеризующие кинематику свободной поверхности слоя ($y = 1$). Введем на ней вспомогательную систему координат $x_I, 0_I, z_I$, оси которой являются проекциями x и z , в силу чего $x_I = x$ и $z_I = z$ (см. рис. 1). На рис. 2 даны построенные на основании формул (11) кривые, показывающие, как меняются вдоль оси x_I безразмерные вертикальные скорости поверхности $\dot{v}(x_I) = \dot{v}(x)$ и их градиенты $\partial \dot{v}(x)/\partial x$, а на рис. 3 – параллельные оси z_I горизонтальные скорости $\dot{w}(x_I) = \dot{w}(x)$ и соответственно $\partial \dot{w}(x)/\partial x$. Заметим, что при построении графиков, приведенных на рис. 2, при переходе к безразмерным скоростям $\dot{v}(x_I)$ принималось $V_* = \dot{S}_0 \cos \gamma$, а при переходе к безразмерным $\dot{w}(x)$ принималось $V_* = \dot{S}_0 \sin \gamma$. Кривые рис. 2, по существу, аналогичны приводившимся в уже упоминавшейся статье А.С. Григорьева и др. настоящего сборника для случаев $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Те, что приведены здесь, характеризуют типичное поведение вертикальных скоростей поверхности слоя и их производных по направлению x_I уже во всем диапазоне возможного изменения направления относительной скорости блоков фундамента для трех вариантов ориентации разлома ($\beta = 0, \beta = \pm \pi/4$). Как видно из рис. 2, все характерные точки – стационарные точки и лежащая между ними точка перегиба на кривых $\partial \dot{v}(x)/\partial x$, точки перегиба на кривых $\dot{v}(x)$ располагаются в окрестности точки $x_I = 0$, т.е. в пределах некоторой полосы, включающей ось z_I . При раздвиге ($\theta = 0$) на кривой $\partial \dot{v}/\partial x$ ординаты точек экстремума одинаковы по модулю; точка перегиба на этой кривой, равно как и экстремум на графике $\partial \dot{w}/\partial x$, имеет место при $x_I = 0$. Решение обратной задачи и надо начинать с определения в натуре положения и направления оси z_I , т.е. с определения положения разлома. Для этого, равно как и для определения его ориентации, в общем случае оказывается достаточно сведений лишь о вертикальных скоростях поверхности. В свою очередь, как видно из формул (11) и (9), вертикальные движения поверхности не зависят от W_0 ; иначе говоря, наличие продольного сдвига не сказывается на вертикальных скоростях поверхности слоя. Последние, так же как и горизонтальные скорости поверхности в направлении оси x , определяются из решения задачи плоской деформации. Именно на результаты соответствующего решения и следует опираться при использовании натуральных данных об этих скоростях (будем их называть измеренными и отмечать тильдой сверху) для определения положения оси z и угла β в природных условиях.

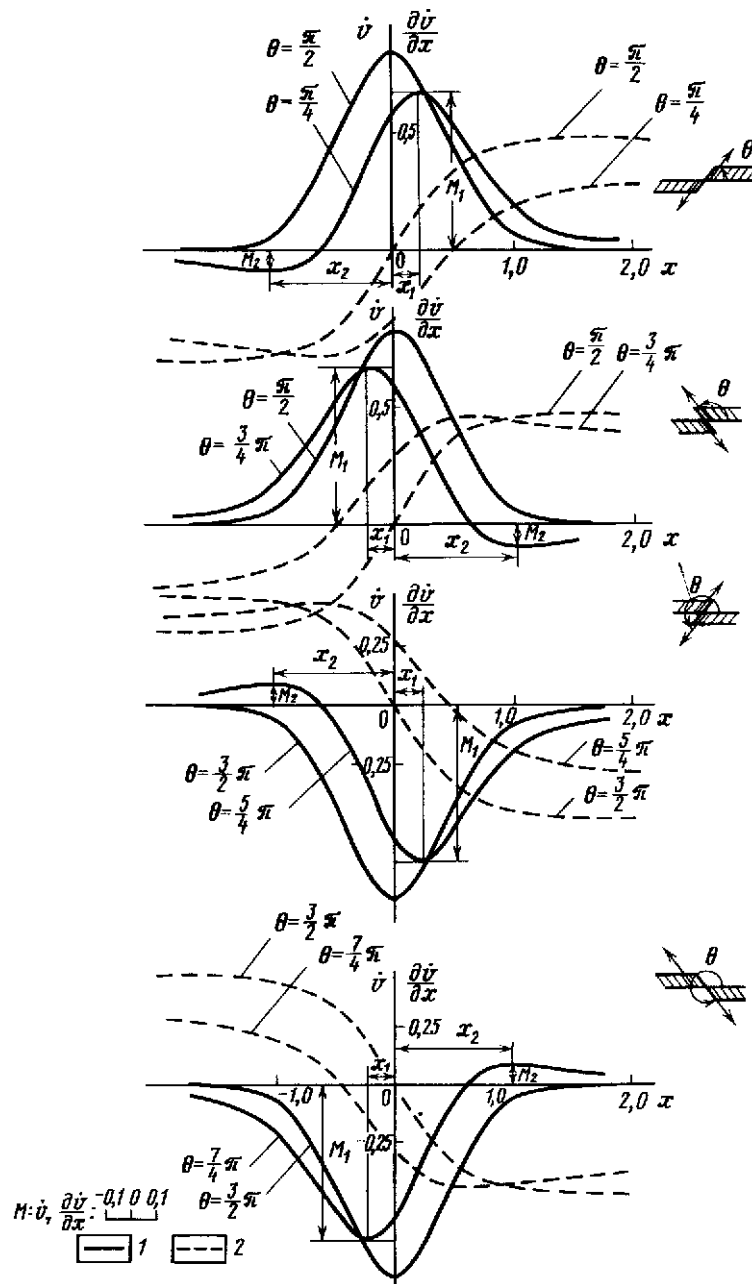


Рис. 2. Вертикальные скорости свободной поверхности слоя и их градиенты для различных случаев ориентации разлома и направления относительной скорости блоков фундамента

1 – градиенты; 2 – скорости

Если ориентироваться только на известное поле вертикальных скоростей, то для решения обратной задачи следует построить вдоль каких-либо двух параллельных прямых, проходящих в произвольном направлении ξ , графики вертикальных размерных скоростей $\dot{V}(\xi)$, а также графики их производных по ξ . На последних графиках в случае единичного разлома основания должны обнаружиться две стационарные точки. Ось z_1 должна пересекать прямые ξ между проекциями этих точек на ξ . Поместив

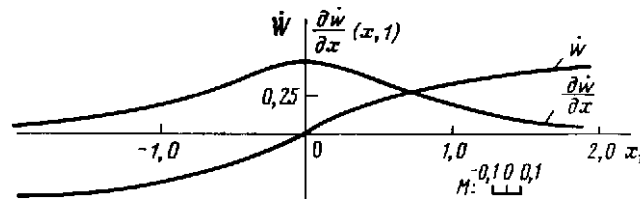


Рис. 3. Горизонтальная составляющая скорости свободной поверхности, отвечающая продольному сдвигу, и ее градиент

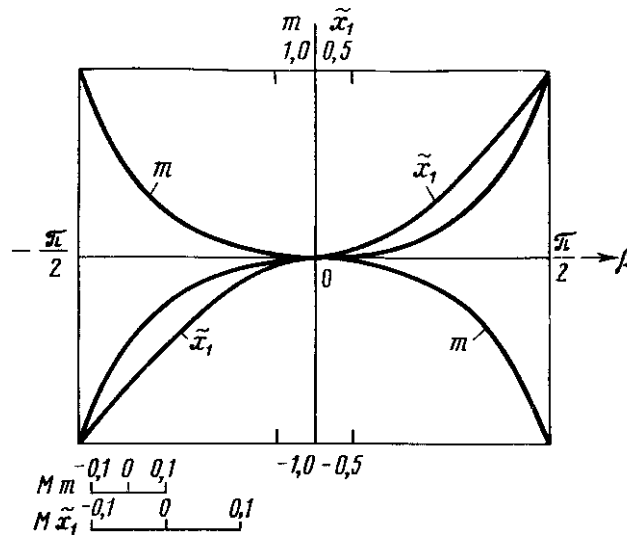


Рис. 4. Теоретическая зависимость параметров m и \tilde{x}_1 от β – угла, характеризующего ориентацию разлома

в пределах этого отрезка начало координат ξ и считая его совпадающим с искомой точкой, определим по кривым $\partial \tilde{V} / \partial \xi$ величины $m = |M_2| / M_1$ и $d = |\xi_1| + |\xi_2|$, а также $\text{sign} \tilde{\xi}_1$. Здесь M_2 – меньшая, а M_1 – большая по модулю из ординат упомянутых стационарных точек, а ξ_1 и ξ_2 – их абсциссы; $\tilde{\xi}_1 = \xi_1 / d$, последнюю величину и можно рассматривать как неизвестную, подлежащую определению. Основным в последующих рассуждениях будет то обстоятельство, что кривые $\partial \dot{v} / \partial \xi$ производных вертикальных скоростей по любому непараллельному z_I горизонтальному направлению ξ должны иметь характер, аналогичный кривым $\partial \dot{v}(x) / \partial x$; при этом отношения величин ординат стационарных точек на обоих графиках будут одинаковыми, а значения их абсцисс при началах отсчета в точках пересечения с осью z_I осей x_I и ξ будут пропорциональны. В силу сказанного выше значения m и ξ не зависят от выбора направления ξ , отсюда следует, что $\tilde{\xi}_1 = \tilde{x}_1 = x_1 / [|x_1| + |x_2|]$, где x_1 и x_2 – абсциссы стационарных точек на кривых $\partial \dot{v}(x) / \partial x$. Заметим, что m и $\tilde{\xi}_1$ не зависят также от того, являются ли скорости и координаты размерными или безразмерными. Далее надо воспользоваться кривыми изменения m и \tilde{x}_1 по β (рис. 4). С их помощью по известному m и $\text{sign} \tilde{x}_1 = \text{sign} \tilde{\xi}_1$ находится β , а затем и величина $\tilde{x}_1 = \tilde{\xi}_1$, а следовательно, и соответствующая размерная координата $\xi = \tilde{\xi}_1 H$ и тем самым определяется положение точек пересечения прямых ξ с z_I . Для определения величины θ надо воспользоваться формулами

$$\theta = \pi/2 - \beta \text{ при } m > 0; \quad \theta = 3\pi/2 - \beta \text{ при } m < 0. \quad (12)$$

Заметим, что можно воспользоваться графиками скоростей и их производных, по-

строенными вдоль двух различных направлений $\xi^{(1)}$ и $\xi^{(2)}$. В этом случае описанную выше процедуру придется применять дважды, поскольку определяемые в конечном счете величины $\xi_1^{(1)}$ и $\xi_1^{(2)}$ окажутся разными.

После того как установлено положение оси z_I , поворотом ξ по кратчайшему направлению до совмещения с нормалью к z_I устанавливается направление x_I , а следовательно, и направление отсчета углов θ . Необходимо вместе с тем указать, что, анализируя лишь кривые $\partial\dot{v}(\xi)/\partial\xi$; или $\partial\dot{v}(x)/\partial x$, трудно отличить строго вертикальные разломы от слабонаклонных. Для уточнения необходимо здесь привлекать данные о скоростях $\ddot{u}(x)$. При наличии таких достаточно представительных данных после приведения к безразмерным величинам можно было воспользоваться сопоставлением соответствующих кривых с приведенными на рис. 5 в статье А.С. Григорьева и др. (см. настоящий сборник) графиками $\dot{u}(x)$ и $\partial\dot{u}/\partial x$, полученными теоретическим путем. Если на графиках $\partial\ddot{V}/\partial\xi$ обнаружится лишь по одной стационарной точке, то ось z_I найдется просто как прямая, проходящая через проекции этих точек. На рис. 4 при этом $m = \tilde{x}_1 = 0$. Максимум на графиках $\frac{\partial\ddot{V}}{\partial\xi}$ отвечает поднятию правого блока ($\theta = \pi/2$), минимум – опусканию ($\theta = 3\pi/2$). Плоскость разлома вертикальна и, следовательно, $\dot{U}_0 = 0$. Если вдоль ξ вертикальные скорости окажутся постоянными, это означает, что направление ξ совпадает с направлением z_I и направление x_I устанавливается сразу; положение оси z_I , углы β и θ находятся уже по кривым $\partial\dot{v}(x)/\partial x$, графикам рис. 4 и формулам (12), как описывалось выше. Если вдоль оси ξ и вдоль любого другого направления вертикальные скорости окажутся равными нулю, т.е. если поверхность слоя не смещается в вертикальном направлении, то имеет место продольный сдвиг $\dot{U}_0 = \dot{V}_0 = 0, \dot{S}_0 = \dot{W}_0$. В этом случае надо построить кривые $\partial\dot{w}/\partial\xi$, которые будут лишь масштабами отличаться от графика, приведенного на рис. 3. Ось z_I в этом случае определится по кривым $\partial\dot{w}(\xi)/\partial\xi$ как линия, проходящая через проекции на ξ стационарных точек. Ориентация плоскости разлома по отношению к вертикальной плоскости при этом, так же как и при раздвиге и при сочетании продольного сдвига с раздвигом ($\dot{U}_0 \neq 0; \dot{V}_0 = 0; \dot{W}_0 \neq 0$), останется неопределенной. Для определения вектора \dot{S}_0 – относительной скорости блоков – можно прежде всего воспользоваться тем обстоятельством, что при единичном разломе скорости поверхности слоя по мере удаления от оси z_I будут асимптотически приближаться к скоростям его подошвы. Практически при $|x| > 2$, т.е. на расстояниях, превышающих примерно $2H$ вправо и влево от оси z_I , компоненты скорости поверхности (назовем их \dot{U}_{np} и $\dot{U}_{лев}$, \dot{V}_{np} и $\dot{V}_{лев}$, \dot{W}_{np} и $\dot{W}_{лев}$) уже можно считать постоянными и равными скоростям подошвы, т.е. скоростям блоков фундамента относительно неподвижной системы координат. Но тогда компоненты искомой относительной скорости движения блоков определяются по формулам

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_{np} - \dot{U}_{лев}; \dot{V}_0 = \dot{V}_{np} - \dot{V}_{лев}; \dot{W}_0 = \dot{W}_{np} - \dot{W}_{лев}. \quad (13)$$

Полагая, что в правых частях формул (13) поставлены значения соответствующих измеренных скоростей, мы придем к решению поставленной задачи. Очевидно, что

$$\dot{S}_0 = \sqrt{\dot{U}_0^2 + \dot{V}_0^2 + \dot{W}_0^2}; \operatorname{tg} \gamma = \frac{\dot{W}_0}{\sqrt{\dot{U}_0^2 + \dot{V}_0^2}}; \operatorname{tg} \theta = \frac{\dot{V}_0}{\dot{U}_0}. \quad (14)$$

Для определения \dot{V}_0 и \dot{W}_0 , помимо формул (13), использование которых может по ряду причин оказаться затруднительным, можно предложить и иные, также не требующие предварительной привязки теоретически найденных и измеренных скоростей к единому началу отсчета. Во-первых, это формулы, содержащие значения скоростей в любых точках, симметрично расположенных по отношению к оси z_I . Например,

$$\begin{aligned} \dot{V}_0 &= 1,48 \left[\tilde{V}(0,5H) - \tilde{V}(-0,5H) \right]; \dot{W}_0 = 2,20 \left[\tilde{W}_0(0,5H) - \tilde{W}_0(-0,5H) \right]; \\ \dot{V}_0 &= 1,11 \left[\tilde{V}(H) - \tilde{V}(-H) \right]; \dot{W}_0 = 1,35 \left[\tilde{W}(H) - \tilde{W}(-H) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Во-вторых, это формулы, требующие предварительного определения градиентов измеренных скоростей. Например,

$$\dot{V}_0 = 1,21H \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial X} \right)_{X=0} ; \dot{W}_0 = 2H \left(\frac{\partial \tilde{W}}{\partial X} \right)_{X=0} \quad (16)$$

После определения \dot{V}_0 и \dot{W}_0 значения \dot{U}_0 , γ и \dot{S}_0 находятся по (14). Совокупность формул (15)–(16) может служить и для контроля полученных результатов.

Как уже упоминалось, при относительно малых β определение этой величины с помощью графиков рис. 4 при анализе натуральных данных нельзя считать достаточно надежным. Дело в том, что при $\beta < 10 \div 15^\circ$ незначительная ошибка в определении m и \tilde{x}_1 существенно влияет на определяемое значение. К тому же из геодезических измерений непосредственно определяются скорости на земной поверхности, а не их градиенты, поэтому для определения m и x_I необходимо дифференцировать натурные данные, что повышает требования к их точности. Нахождение θ по формуле (14) и далее β по (12) представляется более надежным.

Как видно из изложенного выше, при решении первого этапа обратной задачи практически осуществлялась привязка систем отсчета координат. Сведения о мощности чехла дают возможность использовать преимущества, связанные с переходом к безразмерным координатам, которые вводились при теоретическом рассмотрении задачи. Решение второго этапа задачи интерпретации построено выше без привязки отсчета скоростей поверхности натурального объекта к началу условно-неподвижной системы отсчета, принятой при теоретических расчетах. Такую привязку применительно к $\dot{V}(x) = \dot{V}(x, 1)$ – размерным вертикальным скоростям поверхности – можно выполнить пользуясь формулой

$$\dot{V}(x) = \tilde{V}(x) - \Delta \dot{V} \quad (17)$$

где $\tilde{V}(x)$ – измеренные скорости, а $\Delta \dot{V}$ – искомая поправка. Последняя, в свою очередь, в случае “единичного” разлома находится по любой из формул, где правая часть является суммой скоростей точек, симметрично расположенных относительно оси y . Например:

$$\Delta \dot{V} = \frac{1}{2} \left[\tilde{V}(0,5H) + \tilde{V}(-0,5H) \right] = \frac{1}{2} \left[\tilde{V}(H) + \tilde{V}(-H) \right] = \frac{1}{2} (\tilde{V}_{np} + \tilde{V}_{лев}). \quad (18)$$

В тех случаях, когда на основе имеющейся геологической и геофизической информации можно считать, что направление следа разлома на подошве известно и требуется лишь уточнить его положение и найти величины \dot{U}_0 , \dot{V}_0 и $\Delta \dot{V}$, можно для этой цели применить метод наименьших квадратов. При этом целесообразно использовать всю геодезическую информацию, относящуюся к вертикальным скоростям поверхности, минуя вычисление их градиентов.

Будем считать, что профиль повторного нивелирования параллелен оси x_I и на нем введено некоторое фиксированное начало отсчета координаты X ; пусть точка пересечения этого профиля с осью z_I имеет координату X_0 . Связь этой системы координат с принятой при теоретических расчетах очевидна

$$x = (X - X_0) / H \quad (19)$$

Величина X_0 определяет положение разлома, и, следовательно, ее также требуется найти (или уточнить). Введем обозначения

$$\begin{aligned} \dot{v}_c(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \Phi_{51}(a, 1) \frac{T(a)}{a} \sin ax da; \\ \dot{v}_p(x) &= -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \Phi_{52}(a, 1) \frac{T(a)}{a} \cos ax da. \end{aligned} \quad (20)$$

Легко видеть, положив в (12) $\theta = \pi/2$ и 0 соответственно, что $v_c(x)$ – вертикальная составляющая безразмерной скорости свободной поверхности при сбросе вдоль вертикального разлома, $v_p(x)$ – при раздвиге. С учетом (20) вторая из формул (12) при $y = 1$ запишется в виде

$$\dot{v}(x, 1) = \cos \gamma \left\{ \sin \theta \dot{v}_c(x) + \cos \theta \dot{v}_p(x) \right\} \quad (21)$$

Переходя к размерным скоростям и координатам, учитывая (19) и осуществляя привязку начала отсчета скоростей, на основании (21) будем иметь

$$\dot{V}(X) = \cos \left\{ \sin \theta \dot{v}_c \left(\frac{X - X_0}{H} \right) + \cos \theta \dot{v}_p \left(\frac{X - X_0}{H} \right) \right\} \dot{V}_* + \Delta \dot{V}$$

или, учитывая (9)

$$\dot{V}(X) = \dot{V}_0 \dot{v}_c \left(\frac{X - X_0}{H} \right) + \dot{U}_0 \dot{v}_p \left(\frac{X - X_0}{H} \right) + \Delta \dot{V}. \quad (22)$$

Пусть вертикальные скорости земной поверхности $\tilde{V}_1, \dots, \tilde{V}_L$ известны в L точках с координатами X_1, \dots, X_L . Рассматривая $\dot{V}_0, \dot{U}_0, \Delta \dot{V}$ и X_0 как искомые параметры, найдем их из условия минимальности суммы квадратов отклонений наблюдаемых значений $\tilde{V}_i, \dot{V}(X_i)$, рассчитанных по формуле (22).

Остановимся теперь на возможностях использования данных о кинематике дневной поверхности в общих случаях, когда “опорная” геологическая и геофизическая информация по изучаемому региону дает основания считать фундамент осадочного чехла системой нескольких блоков, разделенных активными разломами. Если расстояния между ними предположительно столь велики, что взаимное влияние соседних разломов на кинематику поверхности можно считать пренебрежимо малым, то можно непосредственно применить методику анализа данных о вертикальных скоростях поверхности и их производных, которая описывалась выше. Каждый разлом при этом следует рассматривать как единичный. Потребуется лишь при окончательном установлении кинематики блоков фундамента единый выбор постоянной V_* и привязка всех данных к единой системе отсчета. Это можно по-прежнему сделать, используя формулу (16), но величину поправки надо определять по формуле

$$\Delta \dot{V} = \tilde{V}(0) - \dot{v}(0, 1) V_*, \quad (23)$$

где $\dot{V}(0)$ – измеренная скорость при $x_l = 0$, а второй член правой части – скорость, теоретически подсчитанная в точке $(0, 1)$ поверхности слоя в условно-неподвижной системе координат. Последнюю совмещают с начальным положением подошвы какого-либо одного блока из системы блоков фундамента. Критерий, определяющий возможность непосредственного применения описанного выше пути решения обратной задачи и, следовательно, использования всех результатов, полученных теоретическим путем, достаточно прост: на графиках вертикальных скоростей $\dot{V}(\xi)$, построенных вдоль произвольного направления, должны между намеченными положениями осей z_l существовать участки, где $\tilde{V}(\xi)$ можно считать постоянной. Разумеется, все критерии подобного рода должны опираться на некоторую “разумную” степень точности. Так, если определять скорость с точностью до двух значащих цифр, то наличие участков, где $\tilde{V}(\xi) = \text{const}$, будут отвечать расстояния между выходами соседних разломов на подошву слоя порядка $4H$ и более.

В природных условиях, судя по результатам изучения кинематики дневной поверхности в осадочных бассейнах, приходится сталкиваться с активными разломами, расположенными друг от друга на значительно меньших расстояниях – порядка $H - 2H$. В этих случаях задача интерпретации существенно усложняется. Важно, однако, указать, что по-прежнему на первом ее этапе надо привлекать лишь данные, относящиеся в первую очередь к вертикальным скоростям поверхности, и начинать надо также с построения и анализа графиков $\tilde{V}(\xi)$ и $\partial \tilde{V} / \partial \xi$. Зонам расположения близких

друг другу разломов будет отвечать наличие на этих графиках стационарных точек, не разделенных отрезками, в пределах которых $\tilde{V}(\xi)$ можно считать постоянными. Для определения положения разломов в указанных зонах и их ориентации можно предложить некоторый метод последовательных приближений.

В качестве начального приближения к решению можно предположить, что каждой стационарной точке на графике $\partial\tilde{V}/\partial\xi$ отвечает активный разлом фундамента, и установить, таким образом, опять-таки в первом приближении положение и направление осей z и, следовательно, следы выходов разломов на подошву слоя. Далее, этой задаче потребуются привязка к единому началу отсчета также и скоростей $\dot{W}(x)$, иначе говоря, надо будет внести определенность и в начале отсчета на оси z , принятой за условно-неподвижную. Формула привязки скоростей $\dot{W}(x)$ к выбранному началу отсчета аналогична формуле (17) при поправке, определяемой по формуле вида (27).

В заключение укажем, что упрощению всей процедуры решения обратной задачи, т.е. упрощению анализа кинематики поверхности, определенной в натуральных условиях, чрезвычайно способствовал бы набор кинематических картин, полученных из решения задачи плоской деформации слоя, хотя бы для трехблочного основания при двух близких разломах. Речь идет о наборе, в котором варьировались бы расстояния между разломами, углы наклонов их плоскостей по отношению к вертикальной плоскости и относительные скорости блоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 97–125.
2. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. О кинематических характеристиках движения дневной поверхности и напряженном состоянии осадочного чехла в зонах над разломами фундамента // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 1. С. 3–20.

УДК 551.24.035+551.342.1+551.24.02+551.1/.528 : 621.831

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ СЛОЯ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СДВИГЕ БЛОКОВ ЕГО ФУНДАМЕНТА

Ю.А. Ребецкий

1. СДВИГОВЫЕ СТРУКТУРЫ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Различные по масштабам проявления поля деформаций, связанные с реализацией в осадочном чехле земной коры механизма продольного сдвига, встречаются во многих тектонически активных районах земного шара. Так, дешифрирование аэрофотоснимков позволяет по закономерному смещению долин рек, берегов озер и другим характерным признакам в рельефе выявить системы молодых сдвигов. Геологические исследования дают возможность проследить этапы развития сдвиговых структур в широком интервале времени. Горизонтальный продольный сдвиг выделен в отдельную группу в классификации механизмов деформирования земной коры, имеющейся в монографии М.В. Гзовского [1].

Под механизмом продольного сдвига в широком смысле будем понимать совокупность полей напряжений, скоростей деформаций и связанную с ними кинематику перемещений свободной поверхности, которые имеют место в осадочном чехле вследствие горизонтальных тектонических подвижек блоков его кристаллического фундамента

вдоль разделяющих их разломов. При таком движении в перекрывающих фундамент отложениях формируются системы нарушений в виде кулисообразных трещин [1], эшелонированных складок [2].

Если тектонические движения достаточно интенсивны и продолжительны во времени, то глубинный разлом может прорасти через толщу отложений, проявляясь на поверхности. Широко известны разрывы, которые многие исследователи связывают именно с механизмом продольного сдвига, такие, как, например, Талассо-Ферганский на Тянь-Шане, Сан-Андреас в Калифорнии, Грейт-Глен в Шотландии, Севере-Анатолийский в Турции и др. Получаемые по крупнейшим разломам величины горизонтальных смещений противоположных берегов в десятки, а в некоторых случаях в сотни километров за первые десятки и сотни миллионов лет соответствуют скоростям порядка первых миллиметров за год. Сравнивая величины горизонтальных и вертикальных скоростей смещений поверхности, можно заметить, что для регионов, подверженных механизму продольного сдвига, первые на порядок больше [3].

Вследствие анизотропии, неоднородности природных горных массивов, а также неравномерности бокового давления области более мелкого масштаба с характерными горизонтальными сдвигами могут образовываться и как вторичные от действия других механизмов [4], например при горизонтальном сжатии или гравитационном неравномерном соскальзывании покровов. Предполагается, что и основная масса глубинных разломов земной коры также имеет сдвиговую природу [5, 6].

Перейдем к анализу результатов, получаемых при моделировании на различных материалах механизма продольного сдвига. В монографии [1] очень подробно описаны условия и методы проведения подобных опытов. В качестве материала, как правило, используются вязко-пластичные глины, уложенные на двух жестких подложках. Сам механизм сдвига осуществляется путем горизонтального смещения с постоянной скоростью этих подложек друг относительно друга вдоль границы, их разделяющей. Подложки имеют вертикальные стенки, наличие которых уменьшает проскальзывание подошвы глинистой массы относительнодвигающейся подложки и обеспечивает лучшую передачу сдвигающих усилий. Размеры модели в плане таковы, что в центральной ее части возмущениями, связанными с краевыми эффектами, можно пренебречь.

Исследование характера механизма деформированного состояния модели производится как путем визуальных наблюдений и оценок, так и различными методами количественной оценки деформаций в пластичных глинах [7, 8]. Основываясь на опубликованных по результатам опытов данных [8–13], можно говорить о том, что весь процесс формирования сдвиговой зоны условно разделяется на две стадии. В первой, пликативной [12] стадии на поверхности у оси сдвига появляются небольшие складки. Оси складок составляют с простиранием сдвиговой зоны угол в $35\text{--}50^\circ$ [11]. По мере увеличения относительного смещения подложек, т.е. с развитием сдвига, угол этот уменьшается до $10\text{--}35^\circ$.

В начале второй стадии вблизи оси сдвигов происходит зарождение трещин, причем простирание первой, поперечной системы составляет с простиранием зоны сдвига угол в $80\text{--}85^\circ$ [12]. Плоскость трещин пропеллерообразно изогнута. На более поздних стадиях первоначально прямые трещины приобретают S-образную форму. Вторая система трещин, диагональная, характеризуется более поздним заложением. Простирание разрывов, ее образующих, составляет с простиранием сдвиговой зоны угол в $15\text{--}30^\circ$. В процессе сдвига этот угол уменьшается. Трещины обеих систем представляют собой трещины сдвига. По мере увеличения относительного смещения подложек трещины второй группы, разрастаясь, соединяются одна с другой, пока не образуется магистральный разрыв, перерезающий всю толщу слоя по вертикали.

В процессе деформирования подошва слоя вблизи границы, разделяющей движущиеся подложки, проскальзывает относительно последних. Уже на самых ранних стадиях ширина этой зоны соизмерима с мощностью слоя. При достаточно продвинутой стадии сдвига, когда уже образуются магистральные трещины, зона проскальзывания охватывает область, равную по размерам нескольким мощностям слоя [12].

Используя методику количественной оценки деформаций, можно восстановить поле скоростей деформаций только в приповерхностной области слоя. Такие оценки показывают, что степень деформации возрастает от периферийной зоны к центральной, достигая там максимума значений. Характерным является неоднородность поля деформаций не только вкрест, но и параллельно оси сдвига. В процессе сдвигания деформации еще более локализируются, как бы стягиваясь и накапливаясь в центральной части сдвиговой зоны.

Таким образом, из всего сказанного выше следует, что приповерхностная структура зоны сдвига, возникающая при срабатывании механизма продольного сдвига, достаточно хорошо изучена. Этого нельзя сказать о структуре и деформациях слоя в целом, так как используемая для исследования методика не дает такой возможности.

2. ПОСТАНОВКА И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЗАДАЧИ

Цель данной работы состояла в математическом моделировании методами механики сплошной среды задачи о продольном горизонтальном сдвигании вязкого массива. Будем в качестве математической модели рассматривать бесконечно простирающийся в плане весомый линейно-вязкий однородный слой постоянной мощности H , верхняя граница которого свободна от нагрузки. Слой лежит на жестком, недеформируемом фундаменте, разделенном плоским разломом на два полубесконечных блока. Разлом между блоками фундамента представляет собой бесконечно узкую щель, и блоки могут поступательно двигаться вдоль него в горизонтальном направлении. Вследствие наличия сцепления с фундаментом в слое возникает напряженное состояние, являющееся объектом исследования.

Будем считать, что скорость относительного движения блоков \dot{W}_0 мала, а сам процесс движения носит стационарный характер. В этом случае в соответствующих уравнениях можно также не принимать во внимание инерционные члены. При таких допущениях речь будет идти об очень медленном установившемся течении вязкой ньютоновской жидкости в пределах объема слоя при заданных краевых условиях. Если еще ввести ограничение на время рассмотрения, то тогда можно пренебречь изменением формы слоя и разницей между эйлеровыми и лагранжевыми координатами. При всех введенных выше ограничениях искомое решение будет отвечать некоторой кратковременной стадии процесса медленного установившегося деформирования вязкого слоя.

Отнесем слой к условно-неподвижной правой системе координат XYZ (рис. 1) и направим ось Z вдоль линии пересечения плоскости подошвы слоя и плоскости разлома. В этом случае в силу относительности движений будем считать, что блоки фундамента, а вследствие наличия сцепления и подошва слоя двигаются в разные стороны с равными скоростями. Причем правый блок движется в сторону положительных Z . Изменяя краевые условия на подошве слоя в соответствии с характером ее сцепления с блоками фундамента, можно получить варианты решения задачи, отвечающие различным условиям на поверхности контакта, начиная от полного сцепления, т.е. слипания по всей поверхности, до случая, когда в пределах некоторой ограниченной по ширине полосы возможно проскальзывание подошвы с трением или без него. Можно показать, что при линейной постановке задачи проскальзывание подошвы слоя будет происходить только в направлении, параллельном оси Z . Учитывая это, краевые условия задачи запишем в форме, охватывающей описанные случаи

$$p_y(x,1) = 0, \quad p_{xy}(x,1) = 0, \quad p_{yz}(x,1) = 0, \quad (2.1)$$

$$\dot{u}(x,0) = 0, \quad \dot{v}(x,0) = 0, \quad \dot{w}(x,0) = \zeta(x). \quad (2.2)$$

Здесь все величины безразмерные: $\zeta(x)$ – некоторая функция, характеризующая скорость перемещения подошвы слоя; для условия полного слипания с фундаментом $\zeta(x) = \frac{1}{2} \text{sign } x$. Величины с размерностью длины относились к H , скорости – к \dot{W}_0 , напряжения – к $4\eta|\dot{W}_0|/H$, где η – вязкость материала слоя. Для слоя, размеры которого в пла-

не неограниченны, при поступательном движении блоков фундамента вдоль разлома имеет место независимость компонент тензора напряжений и вектора скорости от координаты z (см. рис. 1). Это с учетом краевых условий (2.1) и (2.2) позволяет¹ свести поставленную задачу к решению гармонического дифференциального уравнения относительно безразмерной компоненты скорости в направлении оси z

$$\Delta^2 \dot{w}(x, y) = 0 \quad (2.3)$$

при выполнении тождеств $\dot{u} \equiv 0$, $\dot{v} \equiv 0$. Уравнение (2.3) является разрешающим в задаче антиплоской деформации, и его надлежит интегрировать, используя последние из условий в (2.1) и (2.2). Для безразмерных касательных напряжений имеем

$$p_{xz} = \frac{1}{4} \frac{\partial \dot{w}}{\partial x}; \quad p_{yz} = \frac{1}{4} \frac{\partial \dot{w}}{\partial y}. \quad (2.4)$$

Остальные компоненты тензора напряжений в случае невесомого слоя равны нулю. Уче-

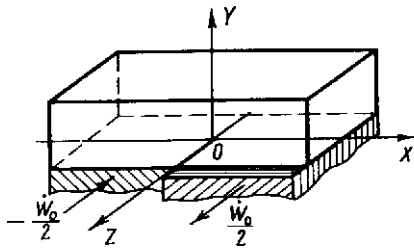


Рис. 1. Основная схема задачи

ту создаваемого собственным весом слоя гидростатического давления отвечают значения

$$p_x = p_y = p_z = -K_1(1 - y); \quad p_{xy} = 0, \quad (2.5)$$

где $K_1 = \rho g H^2 / (4\eta |\dot{W}_0|)$; ρg – удельный вес.

В последующих разделах будут построены решения задачи, отвечающие упоминавшимся выше различиям условий контакта слоя с движущимися блоками фундамента.

3. АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ПРОДОЛЬНОГО СДВИГА

Предполагается, что вдоль всей границы контакта слоя с блоками его фундамента соблюдаются условия полного сцепления, т.е. нет ни вертикального отслаивания, ни горизонтального проскальзывания подошвы слоя относительно блоков. Тогда краевые условия, отвечающие уравнению (2.3) при $y = 0$ такой асимптотической задачи запишутся в виде

$$p_{yz}(x, 1) = 0, \quad \dot{w}(x, 0) = \frac{1}{2} \text{sign } x. \quad (3.1)$$

Будем искать решение уравнения (2.3), так же как это было сделано в [14], в виде

$$\dot{w}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} [F_1(\alpha, y) \cos \alpha x + F_2(\alpha, y) \sin \alpha x] d\alpha. \quad (3.2)$$

Здесь $F_i(\alpha, y) (i = 1, 2)$ – функции, подлежащие определению.

Выражения для касательных напряжений p_{xz} и p_{yz} на основании (2.4) примут вид

$$p_{xz}(x, y) = -\frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha [F_1(\alpha, y) \sin \alpha x - F_2(\alpha, y) \cos \alpha x] d\alpha, \quad (3.3)$$

¹ См. статью А.С. Григорьева, Ю.Л. Ребецкого, И.М. Волович “Напряженное состояние и кинематика слоя, обусловленные движениями блоков его основания” в настоящем сборнике.

$$p_{yz}(x, y) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [F_1'(a, y) \cos ax + F_2'(a, y) \sin ax] da$$

Подставив (3.2) в (2.3), получим относительно $F_i(a, y)$ следующее обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$F_i'' - a^2 F_i' = 0, \quad i = 1, 2,$$

общий интеграл которого имеет вид

$$F_i(a, y) = A_{1i} shay + A_{2i} chayu. \quad (3.4)$$

Для определения A_{ji} ($j = 1, 2$) – неизвестных функций a – используем краевые условия задачи (3.1). Первое из них может быть применено непосредственно ко второму выражению в (3.3), а для использования второго условия надо предварительно записать его через интегральное представление Фурье:

$$\dot{w}(x, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} da \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \cos a(\lambda - x) d\lambda. \quad (3.5)$$

В результате найдем

$$A_{11} = A_{21} = 0; \quad A_{12} = -\frac{sha}{2\pi a cha}; \quad A_{22} = \frac{1}{2\pi a}, \quad (3.6)$$

и, следовательно,

$$F_1(a, y) = 0, \quad F_2(a, y) = \frac{cha(1-y)}{2\pi a cha}. \quad (3.7)$$

Тогда для $\dot{w}(x, y)$ после подстановки (3.7) в (3.2) и взятия интеграла [15] будем иметь

$$\dot{w}(x, y) = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{sh(\pi x / 2)}{\sin(\pi y / 2)} \right). \quad (3.8)$$

Для безразмерных касательных напряжений на основании (3.3) и (3.7) получим

$$p_{xz}(x, y) = \frac{1}{4} \frac{\sin(\pi y / 2) ch(\pi x / 2)}{ch\pi x - \cos \pi y}; \quad p_{yz}(x, y) = -\frac{1}{4} \frac{\cos(\pi y / 2) sh(\pi x / 2)}{ch\pi x - \cos \pi y}. \quad (3.9)$$

Таким образом, (3.8) и (3.9) являются решениями уравнения (2.3) с краевыми условиями на подошве (3.1), и вместе с (2.5) они составляют полное решение асимптотической задачи для слоя при продольном сдвиге. Необходимо отметить следующее. В силу задания на подошве слоя разрыва первого рода в функции скорости перемещений $\dot{w}(x, 0) = \frac{1}{2} \operatorname{sign} x$ касательные напряжения $p_{yz}(x, 0)$ имеют при стремлении x к нулю неинтегрируемую особенность, а $p_{xz}(x, 0) = \delta(x)$; здесь $\delta(x)$ – дельта-функция. Обращаясь к кинематике свободной поверхности слоя, приведем также выражения для $\partial \dot{w} / \partial x$ при $y = 1$:

$$\frac{\partial}{\partial x} [\dot{w}(x, 1)] = \frac{1}{2} \operatorname{sech} \left(\frac{\pi x}{2} \right)$$

Построим теперь по известному тензору напряжений в системе координат x, y, z выражения для безразмерных главных нормальных и главных касательных напряжений:

$$\begin{aligned} p_1 &= p_\sigma + p_\tau; \quad p_2 = p_\sigma; \quad p_3 = p_\sigma - p_\tau; \\ p_{13} &= p_\tau; \quad p_{23} = p_{12} = X p_\tau / 2, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где

$$p_\sigma = -K_1(1-y); \quad p_\tau = (p_{xz}^2 + p_{yz}^2)^{1/2} \quad (3.11)$$

Под p_1 и p_3 будем понимать соответственно алгебраически наибольшее и наименьшее из главных напряжений. Эти формулы являются достаточно общими. В асимптотической задаче, как следует из (3.9),

$$p_\tau = \frac{1}{4} [2(\operatorname{ch}(\pi x) - \cos(\pi y))]^{-1/2}.$$

В последнее время в геотектонике широкое распространение получили различные методы восстановления траекторий главных нормальных напряжений в осадочном чехле земной коры [1, 16–18]. Они основываются на анализе получаемой по геологическим и сейсмическим данным ориентации площадок скальвания и направлений подвижек по ним. Информация о поле векторов главных напряжений наряду с измеряемыми геодезическими методами скоростями перемещений поверхности позволяет с большой достоверностью определять механизм образования тех или иных геологических структур.

Выражения для направляющих косинусов векторов главных нормальных напряжений определяются по формулам

$$l_i = (-1)^{\frac{i-1}{2}} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{p_{xz}}{p_\tau}; \quad m_i = (-1)^{\frac{i+1}{2}} \frac{p_{yz}}{p_\tau}; \quad n_i = \frac{\sqrt{2}}{2}; \quad i = 1, 3; \quad (3.12)$$

$$l_2 = \frac{p_{yz}}{p_\tau}; \quad m_2 = -\frac{p_{xz}}{p_\tau}; \quad n_2 = 0.$$

Здесь l_i , m_i , n_i , – направляющие косинусы вектора главного нормального напряжения p_i с осями x , y и z соответственно. Если теперь в (3.12) подставить выражения для p_{xz} , p_{yz} и p_τ из (3.9) и (3.11), то будем иметь

$$l_i = (-1)^{(i-1)/2} \frac{\sin(\pi y/2) \operatorname{ch}(\pi x/2)}{(\operatorname{ch} \pi x - \cos \pi y)^{1/2}}; \quad m_i = (-1)^{(i+1)/2} \frac{\cos(\pi y/2) \operatorname{sh}(\pi x/2)}{(\operatorname{ch} \pi x - \cos \pi y)^{1/2}}; \quad n_i = \frac{2^{1/2}}{2}; \quad i = 1, 3 \quad (3.13)$$

$$l_2 = 2^{1/2} \frac{\cos(\pi y/2) \operatorname{sh}(\pi x/2)}{(\operatorname{ch} \pi x - \cos \pi y)^{1/2}}; \quad m_2 = 2^{1/2} \frac{\sin(\pi y/2) \operatorname{ch}(\pi x/2)}{(\operatorname{ch} \pi x - \cos \pi y)^{1/2}}; \quad n_2 = 0.$$

С помощью формул (3.13) можно построить поле векторов главных нормальных напряжений в дискретных точках слоя, а по нему с известной степенью точности восстановить и сами траектории. Однако для асимптотической задачи простой вид (3.13) дает возможность построить выражения для самих траекторий. Так как вектор главного напряжения в данной точке пространства касателен к его траектории, проходящей через эту точку, то имеем

$$\frac{dx_i}{dy_i} = \frac{l_i}{m_i}; \quad \frac{dy_i}{dz_i} = \frac{m_i}{n_i}; \quad \frac{dx_i}{dz_i} = \frac{l_i}{n_i}; \quad i = 1, 2, 3, \quad (3.14)$$

где x_i , y_i , z_i , – текущие координаты точек траекторий главного нормального напряжения p_i . Для построения уравнений, определяющих траектории главных нормальных напряжений p_1 и p_3 , проинтегрируем первые два выражения из (3.14). Получим уравнения двух цилиндрических поверхностей с образующими параллельными осям z и x , которые при своем пересечении дают искомые траектории. При интегрировании (3.14) в выражения войдет по одной неизвестной константе. Для определения частного интеграла положим, что траектория должна проходить через заданную точку A_0 на оси y с координатой y_0 . Таким образом, уравнения цилиндрической поверхности примут вид

$$y_i = \frac{2}{\pi} \arccos \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} y_0 \right) \operatorname{ch} \left(\frac{\pi}{2} x_i \right) \right); \quad (3.15)$$

$$z_i = (-1)^{\frac{i-1}{2}} \frac{2\alpha}{\pi} [R(\beta, \alpha) - R_n(\alpha)]; \quad i = 1, 3,$$

где

$$\alpha = \sin \frac{\pi}{2} y_0, \quad \beta = \arcsin \left(\frac{\sin(\pi y_0/2)}{\sin(\pi y_i/2)} \right).$$

а $R(\beta, \alpha)$ и $R_n(\alpha)$ – эллиптический и полный эллиптический интегралы первого рода [15]. Выражения (3.15) верны при $y_0 \neq 1$; если $y_0 = 1$, то вместо них будем иметь

$$z_i = (-1)^{i-1} x_i, \quad i = 1, 3. \quad (3.16)$$

В силу независимости ориентировки векторов главных напряжений от z и выбора начала отсчета можно сказать, что (3.15) и (3.16) определяют траектории главных напряжений во всем объеме слоя.

Как следует из (3.13), траектории p_2 являются плоскими кривыми ($n_2 = 0$), лежащими в плоскостях, параллельных плоскости $хоу$. Интегрируя первое выражение (3.14), получим с точностью до постоянной интегрирования уравнение траектории p_2 . Незвестная постоянная определяется условием прохождения кривой через заданную точку плоскости $хоу$ с координатами $x_0, y_0 = 1$:

$$y_2 = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{\operatorname{sh}(\pi x_2/2)}{\operatorname{sh}(\pi x_0/2)} \right). \quad (3.17)$$

При этом $\operatorname{sign} x_2 = \operatorname{sign} x_0$. Поскольку все траектории p_2 , построенные в плоскости $хоу$, исходят из начала координат, то приведем угол, который составляет с осью x вектор p_2 в точке $(0, 0)$, если на поверхности слоя его траектория имеет точку выхода с координатой x_0 :

$$\operatorname{tg}(x\hat{p}_2) = \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2} x_0\right)}. \quad (3.18)$$

Таким образом, для асимптотической задачи продольного сдвига построены все основные выражения для компонент тензора напряжений в системе координат $хуz$, тензора главных напряжений и уравнения траекторий его векторов, а также выражения скоростей смещения точек слоя.

4. СЛУЧАЙ НЕПОЛНОГО СЛИПАНИЯ ПОДОШВЫ СЛОЯ С ФУНДАМЕНТОМ

Рассмотрим более общий случай, предполагая, что при движении блоков по обе стороны разлома имеется зона, где нарушено условие сцепления подошвы слоя с фундаментом. Считаем сначала, что слой здесь может свободно, без трения, проскальзывать относительно движущихся блоков. Такое проскальзывание может быть обеспечено просачивающимися вверх по разлому флюидами или объясняется действием каких-либо других факторов. Будем считать, что в процессе деформирования вертикального отслаивания подошвы слоя от фундамента нет. Очевидно, в силу антисимметрии зона, где не выполняется условие сцепления, делится разломом пополам и представляет собой полосу с параллельными оси z границами, а скорости проскальзывания подошвы слоя относительно движущихся блоков фундамента по разные стороны от разлома равны по величине и противоположны по направлению.

Запишем краевые условия, задаваемые на подошве слоя:

$$\begin{aligned} \dot{w}(x, 0) &= \zeta(x); \quad |x| \leq l; \\ \dot{w}(x, 0) &= \frac{1}{2} \operatorname{sign} x; \quad |x| \geq l, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где l – отнесенная к H ширина участка проскальзывания, $\zeta(x)$ – неизвестная функция,

представляющая собой скорость смещения подошвы слоя относительно начала координат, причем в силу (4.1) $\zeta(\pm l) = \pm \frac{1}{2}$.

Второе из последних условий, по существу, записано формально, так как $\zeta(x)$ заранее неизвестно. Для определения $\zeta(x)$ должно послужить условие отсутствия трения при проскальзывании:

$$p_{yz}(x, 0) = 0 \quad \text{при} \quad |x| \leq l. \quad (4.2)$$

Далее действуем так же, как и при решении асимптотической задачи, т.е. ищем $\dot{w}(x, y)$ в виде (3.2), а неизвестные A_{ji} , используя (3.3)–(3.5), (4.1) определяем из

$$A_{11} = -\frac{\text{sh} \alpha}{2\pi \text{ch} \alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \cos \alpha \lambda d\lambda; \quad A_{12} = -\frac{\text{sh} \alpha}{2\pi \text{ch} \alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \sin \alpha \lambda d\lambda;$$

$$A_{21} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \cos \alpha \lambda d\lambda; \quad A_{22} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \sin \alpha \lambda d\lambda.$$

Тогда для \dot{w} будем иметь следующее выражение:

$$\dot{w}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{ch} \alpha(1-y)}{\text{ch} \alpha} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}(\lambda, 0) \cos \alpha(\lambda - x) d\lambda$$

или

$$\dot{w}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{ch} \alpha(1-y)}{\text{ch} \alpha} d\alpha \int_{-l}^l \zeta(\lambda) \cos \alpha(\lambda - x) d\lambda + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{ch} \alpha(1-y)}{\alpha \text{ch} \alpha} \sin \alpha x \cos \alpha x d\alpha$$

Возьмем в первом слагаемом внутренний интеграл по частям, тогда для скорости горизонтального перемещения в направлении оси z с точностью до неизвестной функции $\zeta'(x)$ получим следующее выражение:

$$\dot{w}(x, y) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{ch} \alpha(1-y)}{\text{ch} \alpha} d\alpha \int_{-l}^l \zeta'(\lambda) \sin \alpha(\lambda - x) d\lambda \quad (4.3)$$

или, поменяв порядок интегрирования и взяв внутренний интеграл [15],

$$\dot{w}(x, y) = -\frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \zeta'(\lambda) \arctg \left[\frac{\text{sh}(\pi(\lambda - x)/2)}{\sin(\pi y/2)} \right] d\lambda. \quad (4.4)$$

Дифференцируя выражение (4.4) по x и z , можно получить формулу для касательных напряжений:

$$p_{xz}(x, y) = \frac{\sin(\pi y/2)}{4} \int_{-l}^l \zeta'(\lambda) \left[\text{ch} \frac{\pi}{2}(\lambda - x) \right] / \left[\text{ch} \pi(\lambda - x) - \cos \pi y \right] d\lambda;$$

$$p_{yz}(x, y) = \frac{\cos(\pi y/2)}{4} \int_{-l}^l \zeta'(\lambda) \left[\text{sh} \frac{\pi}{2}(\lambda - x) \right] / \left[\text{ch} \pi(\lambda - x) - \cos \pi y \right] d\lambda. \quad (4.5)$$

Отметим, что выражения (4.4) и первое в (4.5) получены при $y > 0$. Для $y = 0$ $p_{xz} = \zeta'(x)$ при $|x| \leq l$ и $p_{xz} = 0$ при $|x| \geq l$.

Для определения неизвестной функции $\zeta(x)$ используем условие (4.2). Подставляя в него второе уравнение из (4.5), получим следующее сингулярное интегральное уравнение:

$$\frac{1}{8} \int_{-l}^l \frac{\zeta'(\lambda) d\lambda}{\text{sh}(\pi(\lambda - x)/2)} = 0. \quad (4.6)$$

Здесь $1/[\text{sh}(\pi(\lambda - x)/2)]$ – сингулярное ядро. Преобразуем это уравнение так, чтобы ядром его стало ядро типа Коши $1/(\lambda - x)$.

Пусть

$$\xi = \exp(\pi x); \quad t = \exp(\pi \lambda); \quad \zeta'(x) = \zeta'_*(\xi). \quad (4.7)$$

Подставляя (4.7) в (4.6), приходим к следующему разрешающему уравнению:

$$\frac{\sqrt{\xi}}{4\pi} \int_{\Delta_1}^{\Delta_2} \frac{\zeta'_*(t) dt}{\sqrt{t(t-\xi)}} = 0, \quad (4.8)$$

где

$$\Delta_1 = \exp(-\pi l); \quad \Delta_2 = \exp(\pi l) \quad (4.9)$$

Решение сингулярного интегрального уравнения (4.8) с ядром типа Коши будет иметь следующий вид [19]:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} \zeta'_*(\xi) = C_1 / \sqrt{(\Delta_1 - \xi)(\Delta_2 - \xi)},$$

где C_1 – неизвестная постоянная. В старых переменных это выражение запишется следующим образом:

$$\zeta'(x) = C_1 / [2i \sqrt{\text{sh} \frac{\pi}{2}(l-x) \text{sh} \frac{\pi}{2}(l+x)}] \quad (4.10)$$

где i – мнимая единица. Постоянную C_1 найдем из условия $\dot{w}(\pm l, 0) = \pm \frac{1}{2}$:

$$\int_{-l}^l \zeta'(x) dx = 1. \quad (4.11)$$

Откуда имеем

$$C_1 = \frac{\pi i}{2} \frac{\text{ch}(\pi l/2)}{R_n(\text{th}(\pi l/2))}.$$

Здесь $R_n(\text{th} \frac{\pi}{2} l)$ – полный эллиптический интеграл первого рода. Таким образом,

$$\zeta'(x) = \pi \text{ch}(\frac{\pi}{2} l) / [4R_n(\text{th} \frac{\pi}{2} l) \sqrt{\text{sh} \frac{\pi}{2}(l-x) \text{sh} \frac{\pi}{2}(l+x)}]. \quad (4.12)$$

Следует отметить, что при малых l решение интегрального уравнения (4.6) получается более просто, так как сингулярное ядро типа $1/[\text{sh}(\pi(\lambda-x)/2)]$ при $l \leq 0,15$ приближенно заменяется ядром типа Коши $2/[\pi(\lambda-x)]$.

Решение такого уравнения дает

$$\zeta'(x) = 1/(\pi \sqrt{l^2 - x^2}) \quad (4.13)$$

Вычислим для случая малых l безразмерное усилие θ , которое необходимо приложить к каждому из блоков для создания в слое механизма продольного сдвигания. Его нужно понимать как суммарное вдоль оси x усилие, прикладываемое на единицу длины блока в направлении оси z . Подставив (4.13) во второе выражение (4.5), получим формулу для касательных напряжений

$$p_{yz}(x, 0) = \frac{1}{8} \int_{-l}^l \frac{d\lambda}{\text{sh}((\pi-x)/2) \sqrt{l^2 - \lambda^2}} \quad (4.14)$$

а так как

$$\theta = \int_0^\infty p_{yz}(x, 0) dx, \quad (4.15)$$

то для $l < 0,15$ получим

$$\theta = \frac{\pi}{4} \ln \left(\frac{\pi l}{4\sqrt{2}} \right) \quad (4.16)$$

Выражение (4.16) отражает характер особенности в усилии θ . При $l \rightarrow 0$ из (4.16) следует, что и $\theta \rightarrow \infty$, т.е. особенность в касательном напряжении $p_{yz}(x,0)$ при $x \rightarrow l$ становится неинтегрируемой.

Перейдем к рассмотрению задачи в более общей постановке. Предполагаем, что в области проскальзывания подошвы слоя относительно блоков фундамента скольжение происходит с кулоновским трением. Эта область, так же как и при проскальзывании без трения, представляет собой полосу шириной $2l$ с границами, параллельными оси z . Краевые условия (4.1) останутся в силе, а вместо (4.2) будем иметь

$$p_{yz}(x,0) = -F_T; \quad |x| \leq l; \quad (4.17)$$

где $F_T = -kp_y(x,0) = kK_1$; k – коэффициент кулоновского трения; $2l$ – ширина зоны проскальзывания, которая, вообще говоря, не известна.

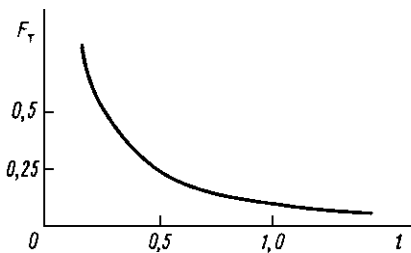


Рис. 2. Зависимость ширины l зоны проскальзывания от величины F_T

Как и в предыдущей задаче, ключевым вопросом будет вывод и решение интегрального уравнения относительно $\zeta'(x)$, а поскольку формулы (4.4) и (4.5) сохраняют силу, то, опуская промежуточные выкладки, придем к уравнению относительно функции $\zeta'(x)$ аналогичному (4.6), но уже с правой частью, отличной от нуля:

$$\frac{1}{8} \int_{-l}^l \frac{\zeta'(\lambda) d\lambda}{\text{sh} \frac{\pi}{2}(\lambda - x)} = -F_T \text{sign } x; \quad |x| \leq l, \quad (4.19)$$

или

$$\frac{\sqrt{\xi}}{4\pi} \int_{\Delta_1}^{\Delta_2} \frac{\zeta'_*(t) dt}{\sqrt{t(t-\xi)}} = -F_T k(\xi); \quad \Delta_1 \leq \xi \leq \Delta_2, \quad (4.20)$$

где ξ , t , Δ_1 , Δ_2 , $\zeta'_*(t)$, определяются (4.7), (4.9), а $k(\xi) = 1$ при $1 \leq \xi \leq \Delta_2$ и $k(\xi) = -1$ при $\Delta_1 \leq \xi \leq 1$. Будем искать решение (4.20), ограниченное на концах интервала интегрирования.

Произведя обращение сингулярного интегрального уравнения (4.20) с ядром типа Коши [19] относительно функции $\zeta'(\xi)$, получим

$$\zeta'_*(\xi) = \frac{4F_T}{\pi} \frac{\sqrt{\xi(\Delta_1 - \xi)(\Delta_2 - \xi)} \int_{\Delta_1}^{\Delta_2} \frac{\kappa(t) dt}{\sqrt{t(\Delta_1 - t)(\Delta_2 - t)(t - \xi)}}, \quad (4.21)$$

или, возвращаясь к старым переменным и проделав некоторые преобразования,

$$\zeta'(x) = 4F_T \int_0^l \frac{\sqrt{\text{sh}(\pi(l-x)/2) \text{sh}(\pi(l+x)/2)}}{\sqrt{\text{sh}(\pi(l-\lambda)/2) \text{sh}(\pi(l+\lambda)/2)}} \frac{\text{sh} \pi \lambda d\lambda}{\text{sh}(\pi(\lambda-x)/2) \text{sh}(\pi(\lambda+x)/2)}.$$

Интегрируя его [15], найдем следующее выражение для неизвестной функции:

$$\zeta'(x) = \frac{8F_T}{\pi} \text{arch} \left| \frac{\text{sh}(\pi l / 2)}{\text{sh}(\pi x / 2)} \right| \quad (4.22)$$

Отметим, что для отыскания неизвестной функции в виде (4.21) необходимо удов-

летворить следующему условию:

$$\int_{\Delta_1}^{\Delta_2} \frac{\kappa(t)dt}{\sqrt{t(\Delta_1 - t)(\Delta_2 - t)}} = \frac{1}{2i} \int_{-l}^l \frac{\text{sign } \lambda d\lambda}{\sqrt{\text{sh}(\pi(l - \lambda)/2) \text{sh}(\pi(l + \lambda)/2)}} = 0,$$

которое, как не трудно заметить, выполняется тождественно. Последнее условие является следствием требования непрерывности p_{yz} на подошве слоя при $|x| \rightarrow l$. После отыскания $\zeta'(x)$ остается неопределенным вопрос о ширине области проскальзывания. Для нахождения l будем использовать условие непрерывности компоненты скорости перемещений \dot{w} вдоль подошвы слоя. Интегрируя уравнение (4.22) и используя (4.11) для определения l , получим уравнение

$$I(l) = \frac{\pi}{16F_T},$$

где

$$I(l) = \int_0^l \text{arch} \left(\frac{\text{sh}(\pi l / 2)}{\text{sh}(\pi x / 2)} \right) dx.$$

Решение этого уравнения представлено графиком, приведенным на рис. 2. При $F_T > 0,25$ построенная кривая неплохо аппроксимируется гиперболой $l = 1/(8F_T)$.

Выражения (4.4) и (4.5) совместно с (4.12) или (4.22) составляют решение задачи соответственно при условии (4.2) или (4.17), т.е. при частичном проскальзывании подошвы слоя без трения или с кулоновским трением. Для определения главных напряжений можно воспользоваться формулами (3.10), куда подставляются найденные значения p_{xz} , p_{yz} и p_σ , p_τ из (3.11). Траектории главных нормальных напряжений получаются на основании расчетов по формулам (3.12).

5. ВЫВОДЫ

По формулам предыдущих разделов были произведены расчеты на ЭВМ. Значение таких параметров, как K_1 , l и k , варьировалось, причем изменение l производилось при задании на участке подошвы проскальзывания без трения, k – с кулоновским трением, а K_1 – в асимптотическом случае продольного сдвига.

Перейдем к обсуждению полученных результатов. На рис. 3, а и 3, б построены графики скорости перемещений $\dot{w}(x,1)$ и ее градиента $\frac{\partial \dot{w}}{\partial x} \dot{w}$ на поверхности слоя, причем сплошная линия соответствует асимптотическому решению, а пунктирные – вариантам краевых условий, допускающим возможность проскальзывания на участке подошвы вдоль фундамента. В случае проскальзывания без трения $l = 0,5; 1,0$, а в случае наличия кулоновского трения $k = 0,75$ ($l = 0,62$), $k = 0,25$ ($l = 1,47$). Как следует из приведенных графиков, пик градиента скорости перемещений на поверхности $\partial \dot{w} / \partial x$ устойчив, не зависит от вариаций краевых условий и приурочен к разлому в фундаменте на глубине. Он лишь несколько размывается при нарушении контакта на границе слой–фундамент.

Таким образом, местоположение разлома можно определить по экстремуму кривой градиента скорости движения поверхности.

На рис. 4, а и б приведены графики распределения касательных напряжений по сечениям слоя, параллельным $хоу$ для асимптотического случая. При $x \rightarrow 0$ касательное напряжение $p_{yz}(x,0)$ стремится к бесконечности. Также неограниченно возрастает касательное напряжение $p_{xz}(0,y)$ при $y \rightarrow 0$.

На рис. 5, а–в построены по результатам расчета изолинии главных напряжений p_1 , p_3 , p_{13} для асимптотической задачи продольного сдвига (при $K_1 = 0,25$). Значение коэффициента K_1 , входящего в выражения для главных нормальных напряжений, принималось в соответствии с параметрами и условиями моделирования продольного

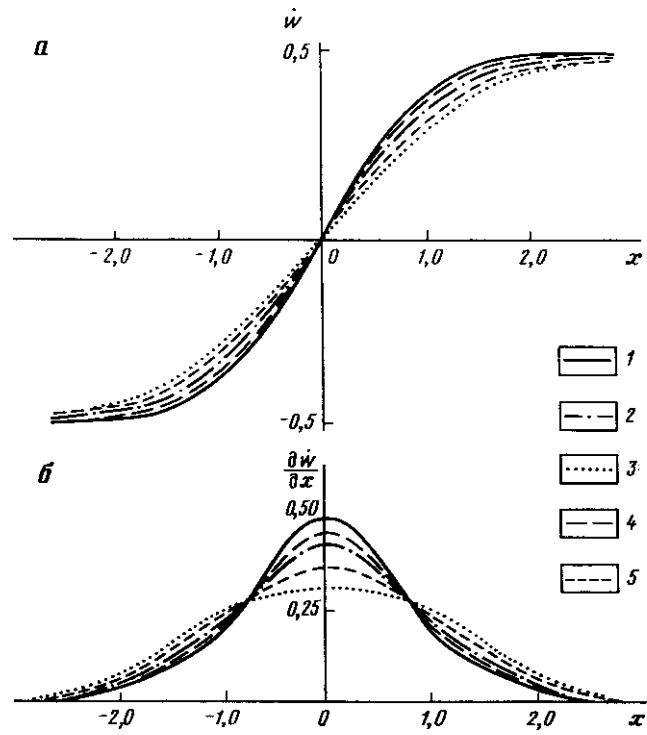


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости \dot{w} (а) и ее градиента $\partial \dot{w} / \partial x$ (б) на поверхности слоя
 1 – асимптотическая задача; 2, 3 – проскальзывание без трения соответственно ($l = 0,5$ и $1,0$); 4, 5 – проскальзывание с трением, соответственно $k = 0,75$ ($l = 0,62$) и $k = 0,25$ ($l = 1,47$)

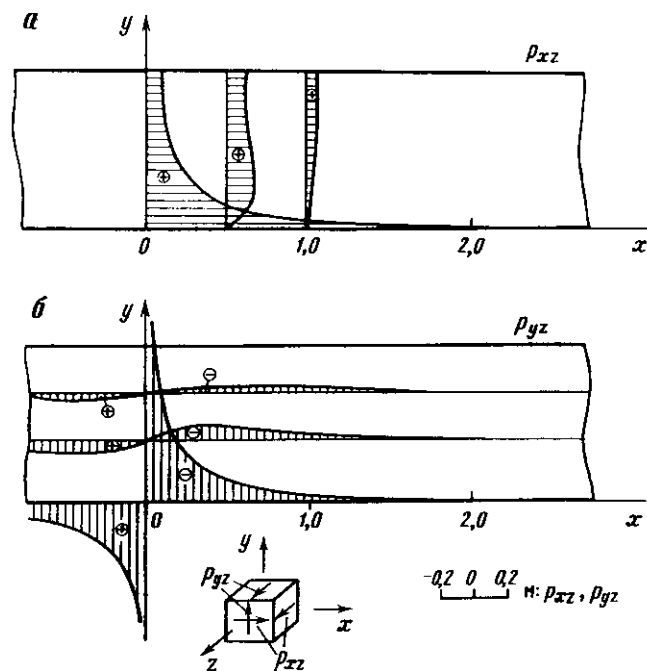


Рис. 4. Распределение безразмерных касательных напряжений p_{xz} (а) и p_{yz} (б) по сечениям слоя

сдвига в слое из вязко-пластичной глины, проводимого в ИФЗ АН СССР А.В. Михайловой: $\rho g = 1,7 \text{ г/см}^3$; $H = 10 \text{ см}$; $\dot{W}_0 = 1 \text{ мм/мин}$, $\eta = 10^8 \text{ пз}$. Как и следовало ожидать, наибольший из локальных максимумов приурочен к подошве слоя вблизи разлома фундамента.

Сравнение изолиний p_1 и p_3 показывает, что в достаточно широкой зоне слоя непосредственно над разломом имеется различие в знаках этих напряжений: $p_1 \cdot p_3 \leq 0$. Будем называть эту область зоной сдвига. Здесь же наблюдается увеличение значения касательных напряжений, резко усиливающееся по мере приближения к разлому. Если считать, что прочность горных пород можно оценить, используя теорию прочности Мора [1], то нарушения сколового типа необходимо ожидать в первую очередь именно в этой области. Условие прочности для случая прямолинейной огибающей предельных окружностей Мора можно выразить через величины некоторых безразмерных "эквивалентных" напряжений по формулам

$$p_{\text{экс}} = p_1 - \alpha p_3 \leq \sigma_{\text{ер}} \frac{H}{4\eta|\dot{W}_0|}; \quad p_1 p_3 < 0,$$

где α – коэффициент, зависящий от временной прочности материала на растяжение ($\sigma_{\text{ер}}$) и сжатие ($\sigma_{\text{ес}}$);

$$\alpha = \left| \sigma_{\text{ер}} / \sigma_{\text{ес}} \right|.$$

Изолинии эквивалентных напряжений для значений $\alpha = 0,1$ и $K_1 = 0,25$ построены на рис. 5, з.

В заштрихованной области, назовем ее зоной сжатия, оба главных напряжения отрицательны.

Расчеты, проведенные для всех трех вариантов краевых условий на подошве слоя показали, что размеры зоны сдвига – зоны, где $p_1 p_3 < 0$ – форма ее границ, определяющихся по условию $p_1 = 0$, существенно меняются в зависимости от параметров, характерных для каждой задачи. Для асимптотической задачи таким параметром является K_1 . В зависимости от его значения зона сдвига может охватывать всю мощность слоя над разломом фундамента и распространяться вблизи поверхности в горизонтальном направлении, как это имеет место при $K_1 = 0,25$ (см. рис. 5, з). При относительно больших K_1 зона сдвига будет меньше и может разделиться на две симметрично расположенные по отношению к оси y , одна из которых находится у поверхности слоя, а другая – непосредственно вблизи разлома фундамента. При этом каждой из областей соответствует свой локальный максимум $p_{\text{экс}}$ – напряжения, ответственного, согласно теории Мора, за разрушение. На рис. 6, а показаны границы зон, о которых шла речь, т.е. изолинии $p_1 = 0$, построенные по параметру K_1 , и иллюстрирующие сказанное выше.

Расчеты, проведенные по формулам, учитывающим проскальзывание подошвы слоя относительно блоков фундамента, показали, что при наличии трения картина размещения зон сдвига и сжатия аналогична полученной в асимптотической задаче, но количественно изменяется уже в зависимости от двух параметров: K_1 и k . При проскальзывании без трения существенную роль, помимо K_1 играет параметр l . Зоны сдвига при любом сочетании параметров примыкают к точкам подошвы $|x| = l$, но при фиксированном K_1 по мере уменьшения l эти зоны будут сближаться и могут слиться. На рис. 6, б по-прежнему показаны границы зон – изолинии $p_1 = 0$, построенные по параметру l при фиксированном $K_1 = 0,25$.

Жирной линией на рис. 6 показана приведенная для сравнения граница зон, отвечающая асимптотическому решению, т.е. граница области, заштрихованной на рис. 5, з.

Как выше уже говорилось, все основные функции – напряжения, скорости перемещений – зависят лишь от двух координат; x , y . Когда же мы переходим к построению траекторий главных нормальных напряжений, то замечаем, что траектории p_1 и p_3 – пространственные кривые (3.15). На рис. 7, а показаны траектории p_1 , и p_3 ,

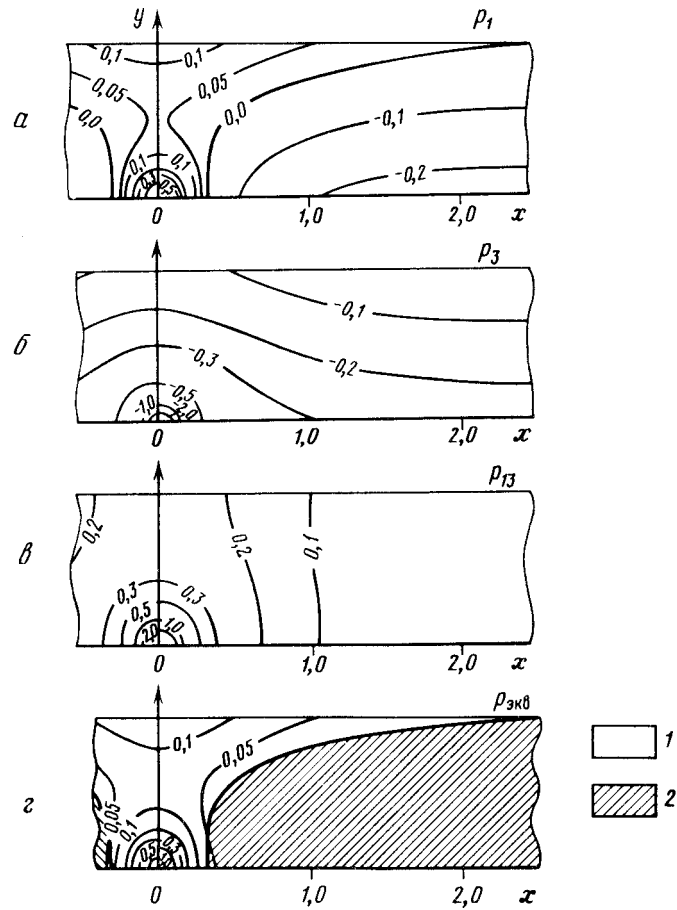


Рис. 5. Изолинии безразмерных главных нормальных p_1 (а), p_3 (б), касательных p_{13} (в) и эквивалентных по Мору $p_{экв}$ (г) напряжений для асимптотической задачи

1 – область $p_1, p_3 \leq 0$; 2 – область $p_1, p_3 \geq 0$

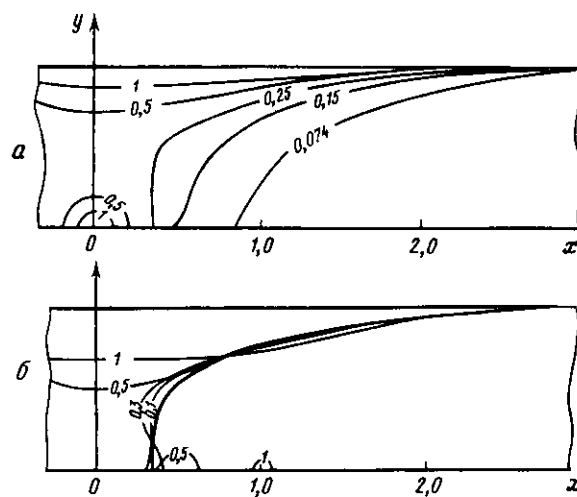


Рис. 6. Зоны сдвига и сжатия (изолинии безразмерного главного напряжения $p_1 = 0$) для разных значений параметров

K_1 – для асимптотической задачи (а), l – задачи проскальзывания без трения (б) (утолщенная кривая на рис. б соответствует нулевой изолинии p_1 асимптотической задачи)

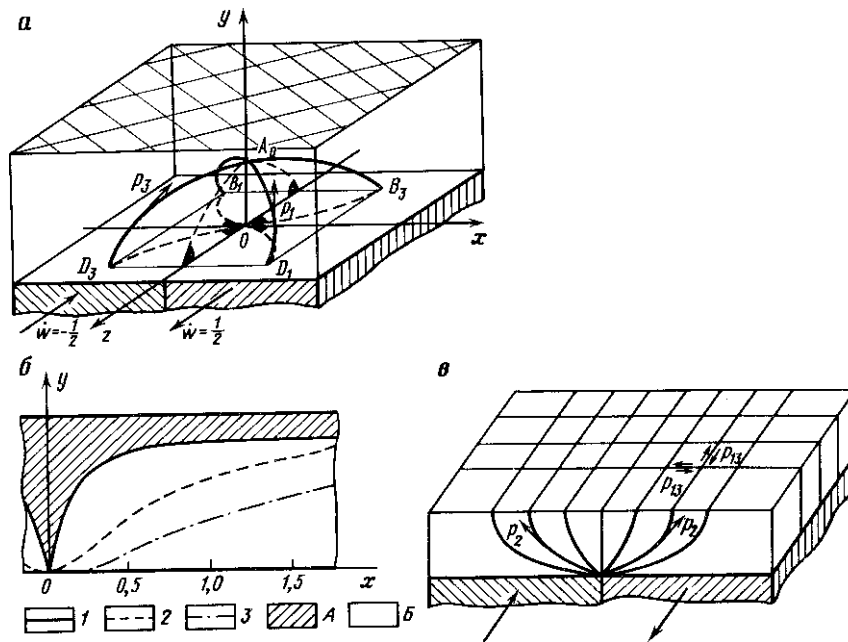


Рис. 7. Траектории главных нормальных напряжений p_1 , p_3 (затемненные углы равны 45°) (а) и область, где ориентация векторов главных нормальных напряжений отличается от их ориентировки на поверхности $\leq 5^\circ$ (1 – асимптотическая задача; 2 и 3 – проскальзывание без трения, $l = 2,0$ и $3,0$ соответственно) (б); траектории главного напряжения p_2 и “поверхности действия” главных касательных напряжений p_{13} (в)

проходящие через заданную точку A_0 ($0; 0,5; 0$) на оси y . Пунктиром даны проекции этих траекторий на плоскости yoz и xoz . На поверхности слоя траектории p_1 и p_3 образуют семейства взаимно ортогональных прямых, составляющих с осью z углы 45° . Чем ближе точка A_0 расположена к поверхности слоя, тем дальше от оси z будут располагаться точки пересечения траекторий p_1 и p_3 с плоскостью подошвы, тем больше будут участки траекторий, где векторы p_1 и p_3 почти параллельны горизонтальной плоскости, а углы, образованные ими с плоскостью yoz , близки к 45° . Выделим в слое область, где ориентировка векторов p_1 и p_3 близка к их ориентации на поверхности. Примем за критерий “близости” требование малости угла между одноименными векторами в толще слоя и вблизи его поверхности. На рис. 7, б показано сечение такой области плоскостью xoy ; при расчетах предполагалось, что в пределах искомой области упомянутый угол $\leq 5^\circ$. Как видно, в надразломной зоне найденная область охватывает большую часть мощности слоя, при $x = 0$ – всю мощность, а с увеличением x ее граница асимптотически стремится к поверхности; напомним, что вблизи поверхности напряженное состояние прямо отвечает чистому сдвигу. При проскальзывании область, о которой идет речь, как показали расчеты, несколько увеличивается. Сложный характер ориентации векторов p и p_3 по глубине отвечает получаемой в экспериментах на пликативной стадии ориентации осей складок [12].

На рис. 7, в изображена область слоя, заключенная между двумя плоскостями, параллельными yoz , и двумя плоскостями, параллельными xoz . На гранях отсеченного объема показаны траектории вектора главного напряжения p_2 , проходящие через точки поверхности с координатами $x = 0; 0,5; 1,0; 1,5$ [см. уравнение (3.17)]. Семейство этих траекторий при непрерывном изменении z определяет цилиндрические поверхности, образующие которых параллельны оси z . Угол, который траектории составляют с плоскостью подошвы слоя, определяется по формуле (3.18). При $x =$

$= 0$ цилиндрическая поверхность вырождается в плоскость uoz . Поскольку образующая каждой цилиндрической поверхности параллельна z и делит угол между векторами p_1 и p_3 пополам (3.13), то плоскости, касательные к этим поверхностям и нормальные к плоскостям uox , и будут представлять собой площадки действия наибольших главных касательных напряжений p_{13} . На этих площадках p_{13} направлены параллельно оси z . В связи со сказанным сами цилиндрические поверхности, изображенные на рис. 7, в, можно трактовать как поверхности действия p_{13} . Отметим, что подобная поверхность как бы оконтуривает область сколовых нарушений, получаемую в экспериментах [20].

Сформулируем кратко основные полученные результаты.

1. Получено решение задачи о напряженном состоянии и кинематике вязкого слоя при горизонтальном сдвигании друг относительно друга блоков его основания.

2. Исследованы поля напряжений, формирующиеся в слое, и кинематика скоростей перемещений дневной поверхности в зависимости от характера контакта с фундаментом.

3. Установлено, что области возможных сколовых нарушений, по Мору, характерным образом приурочены к надразломной зоне, где судя по изолиниям $p_{экс}$ имеют место локальные максимумы вблизи поверхности и подошвы слоя. При некоторых сочетаниях характерных физических параметров задачи можно ожидать одновременного развития сколовых нарушений как от подошвы, так и от поверхности слоя.

4. Восстановлены траектории главных нормальных напряжений и поверхности действия наибольших из главных касательных напряжений. Эти данные могут оказаться полезными в качестве прогностических признаков.

5. Из теоретического решения следует, что вертикальная компонента скорости перемещений поверхности равна нулю. Этот результат является следствием как линейности постановки задачи так и того, что здесь не рассматривались вопросы устойчивости равновесного состояния при продольном сдвиге. Косвенно упомянутый результат свидетельствует в пользу представления о вторичности процесса складкообразования при продольном сдвиге, что подтверждает замеченный при натурных измерениях [3] и эксперименте [11] факт превалирования горизонтальных сдвиговых скоростей над вертикальными.

Выводы, сформулированные в последнем пункте, позволяют говорить, что интервал достоверности получаемого теоретического решения соответствует началу пликативной стадии, когда складчатость еще слабо выражена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 535 с.
2. Ажгирей Г.Д. О некоторых важных закономерностях тектонического строения и движений земной коры // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1960. № 8. С. 3–19.
3. Никонов А.А. Голоценовые и современные движения земной коры. М.: Наука, 1973. 239 с.
4. Белоусов В.В. Основные вопросы геотектоники. М.: Гостехиздат, 1962. 607 с.
5. Пейве А.В. Разломы и их роль в строении и развитии земной коры // Структура земной коры и деформации горных пород. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 35–72.
6. Hadson J.H. Current status of fault-plane studies (A summing up) // Publ. Domin. Observ. Ottawa, 1959. Vol. 20, N2. P. 413–448.
7. Михайлова А.В. Методика количественной оценки перемещений, деформаций и напряжений в пластических непрозрачных моделях // Тектоника и механические свойства горных пород. М.: Наука, 1971. С. 38–48.
8. Стоянов С.С. Механизм формирования разрывных зон. М.: Недра, 1977. 144 с.
9. Гзовский М.В. Основные вопросы тектонофизики Байджансайского антиклинория. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 540 с.
10. Tanner W.F. Surface structure patterns obtained from strike slip models // J. Geol. 1961. Vol. 70, N 61. P. 101–107.
11. Francis Odonne and Riesre Vialon. Analogue models of folds above a wrench fault // Tectonophysics. 1983. Vol. 99, N 1. P. 31–46.
12. Борняков С.Н. Тектонофизический анализ процесса формирования трансформной зоны упруго-вязкой модели // Проблемы разломной тектоники. Новосибирск: Наука, 1981. С. 26–44.

13. Парфенов В.Д., Жуковский С.Р. Моделирование разрушения // Геотектоника. 1966. № 4. С. 112-117.
14. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 97-125.
15. Градштейн Н.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1969. 1099с.
16. Гущенко О.И., Кузнецов В.А. Определение ориентации и соотношения величин главных напряжений по совокупности направлений сдвиговых тектонических смещений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 60-67.
17. Николаев П.Н. Методика статистического анализа трещин и реконструкция полей тектонических напряжений // Изв. вузов. Геология и разведка. 1977. № 12. С. 103-115.
18. Парфенов В.Д., Парфенова С.Н. К вопросу о реконструкции осей палеотектонических напряжений в горных породах // Докл. АН СССР. 1980. Т. 251, № 4. С. 938-941.
19. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. М.: Физматгиз, 1963. 639 с.
20. Шерман С.И., Борняков С.А., Буддо В.Ю. и др. Моделирование механизма образования сейсмоактивных разломов в упруго-вязкой среде // Геология и геофизика. 1985. № 10. С. 9-18.

УДК 551.24.035 + 551.242.1 + 551.24.02 + 551.1/.528:622.831

О НАПРЯЖЕННОМ СОСТОЯНИИ И СКОРОСТЯХ СМЕЩЕНИЯ СЛОИСТОГО ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА, ДЕФОРМИРУЕМОГО ПРИ ДВИЖЕНИЯХ БЛОКОВ ФУНДАМЕНТА

И.М. Волович

В работах [1, 2] исследовался процесс деформирования однородного слоя постоянной мощности, лежащего на жестком фундаменте, разбитом вертикальными разломами на подвижные блоки. Для описания кратковременной стадии равновесного процесса в условиях плоской деформации было построено теоретическое решение. Обсуждались возможности использования полученных результатов при интерпретации современных движений земной поверхности. Дальнейшее развитие этих работ представлено в первой статье настоящего сборника (А.С. Григорьева, И.М. Волович, А.В. Михайловой, Ю.Л. Ребецкого, З.Е. Шахмурадовой). В данной работе аналогичная задача решается для массива (имеется в виду осадочный чехол) слоистого строения. В работах [3-5] решены основные задачи теории упругости для многослойных массивов. Для решения применяется метод функций податливости. В предлагаемой статье подобным путем решается смешанная задача для слоистого массива из линейно-вязкого материала при разрывных краевых условиях.

Рассмотрим пачку из n линейно-вязких слоев постоянной мощности, лежащих на жестком фундаменте (рис. 1). Процесс движения блоков фундамента будем считать стационарным и рассматривать его в малом промежутке времени, при котором деформации в слое могут считаться малыми по сравнению с единицей, а перемещения – малыми по сравнению с характерными размерами, что позволяет пренебречь разницей между эйлеровым и лагранжевым представлениями. Предположим, что в пределах каждого слоя вязкость и плотность материала постоянны и, следовательно, выполняются те же соотношения между напряжениями и скоростями смещений, которые использовались в статьях [1,2] для описания равновесия однородного массива. Будем также считать, что размеры массива в плане существенно больше его мощности и, так же как и в работах [1, 2] и в упомянутой выше статье А.С. Григорьева и др. в настоящем сборнике, предполагать выполняющимися условия плоской деформации.

Введем обозначения: H_m – мощность m -го слоя, η_m – вязкость и ρ_m – плотность его материала ($m = 1, 2, \dots, n$), $H = \sum_{m=1}^n H_m$ – мощность массива. Отнесем каждый

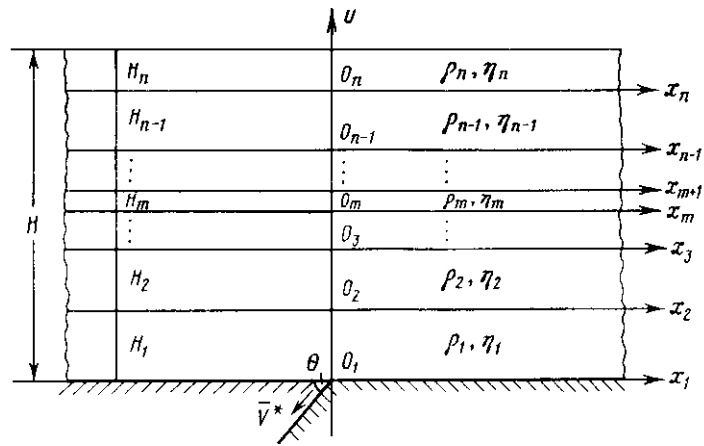


Рис. 1. К постановке задачи о скоростях смещения и напряженном состоянии слоистого массива

слой к своей неподвижной системе координат $X_m O_m Y_m$ (см. рис. 1). Очевидно, $X_{m+1} = X_m, Y_{m+1} = Y_m - H_m (m = 1, \dots, n-1)$. Перейдем к безразмерным координатам, напряжениям и скоростям, положив

$$\begin{aligned} x_m &= X_m / H; \quad y_m = Y_m / H; \quad h_m = H_m / H; \\ p_x &= \frac{H^2}{K} \sigma_x; \quad p_y = \frac{H^2}{K} \sigma_y; \quad p_{xy} = \frac{H^2}{K} \tau_{xy}; \\ \dot{u} &= \dot{U} / V^*; \quad \dot{v} = \dot{V} / V^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где K и V^* – постоянные с размерностью силы и скорости соответственно. Введем величины

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{1}{H} \sum_{m=1}^n \eta_m H_m = \sum_{m=1}^n \eta_m h_m; \quad \rho_0 = \frac{1}{H} \sum_{m=1}^n \rho_m H_m; \\ \delta_m &= \eta_m / \eta_0; \quad \zeta_m = \rho_m / \rho_0; \quad K_1 = \frac{\rho_0 g H^2}{4 \eta_0 V^*} \end{aligned} \quad (2)$$

и положим $K = 4 \eta_0 V^* H$.

Введем в каждом слое функцию напряжений φ_m с помощью формул

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial y_m^2} &= p_x + p_p(y_m); \quad \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} = p_y + p_p(y_m); \\ \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x \partial y} &= -p_{xy}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} p_p(y_m) &= K_1 \left[\sum_{i=m+1}^n \zeta_i h_i + \zeta_m (h_m - y_m) \right] (m = 1, 2, \dots, n-1); \\ p_p(y_n) &= K_1 \zeta_n (h_n - y_n) \end{aligned} \quad (4)$$

– слагаемые, появляющиеся при учете собственного веса массива. Тогда

$$\frac{\partial \dot{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \dot{v}}{\partial y_m} = \frac{1}{\delta_m} \left(\frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial y_m^2} - \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} \right). \quad (5)$$

Аналогично работе А.С. Григорьева и др.¹ решение бигармонического уравнения $\nabla^4 \varphi = 0$ ищем в виде

$$\varphi_m = \int_{-\infty}^{\infty} F_m(\alpha, y_m) \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}_m(\alpha, y_m) \sin \alpha x d\alpha, \quad (6)$$

где F_m и \tilde{F}_m находятся из уравнений

$$\begin{aligned} F_m^{IV}(\alpha, y_m) - 2\alpha^2 F_m''(\alpha, y_m) + \alpha^4 F_m(\alpha, y_m) &= 0; \\ \tilde{F}_m^{IV}(\alpha, y_m) - 2\alpha^2 \tilde{F}_m''(\alpha, y_m) + \alpha^4 \tilde{F}_m(\alpha, y_m) &= 0; \\ m &= 1, 2, \dots, n. \end{aligned} \quad (7)$$

Штрих здесь и далее означает дифференцирование по второй переменной. Из (3) и (5) имеем

$$\begin{aligned} p_x(x, y_m) &= \int_{-\infty}^{\infty} F_m''(\alpha, y_m) \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} F_m''(\alpha, y_m) \sin \alpha x d\alpha - p_\rho(y_m); \\ p_y(x, y_m) &= - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 F_m(\alpha, y_m) \cos \alpha x d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 \tilde{F}_m(\alpha, y_m) \sin \alpha x d\alpha - p_\rho(y_m); \\ p_{xy}(x, y_m) &= \int_{-\infty}^{\infty} \alpha F_m'(\alpha, y_m) \sin \alpha x d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} \alpha \tilde{F}_m'(\alpha, y_m) \cos \alpha x d\alpha; \\ \dot{u} &= \frac{1}{\delta_m} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [F_m''(\alpha, y_m) + \alpha^2 F_m(\alpha, y_m)] \frac{\sin \alpha x}{\alpha} d\alpha - \int_{-\infty}^{\infty} [\tilde{F}_m(\alpha, y_m) + \alpha^2 \tilde{F}_m(\alpha, y_m)] \frac{\cos \alpha x}{\alpha} d\alpha \right\}; \\ \dot{v} &= \frac{1}{\delta_m} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2} [F_m'''(\alpha, y_m) - 3F_m'(\alpha, y_m)] \cos \alpha x d\alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2} [\tilde{F}_m'''(\alpha, y_m) - 3\tilde{F}_m'(\alpha, y_m)] \sin \alpha x d\alpha \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Общие интегралы уравнений (7) запишем в виде

$$\begin{aligned} F_m(\alpha, y_m) &= M_{m1} e^{\alpha y_m} + M_{m2} e^{-\alpha y_m} + M_{m3} \alpha y_m e^{\alpha y_m} + M_{m4} \alpha y_m e^{-\alpha y_m}; \\ \tilde{F}_m(\alpha, y_m) &= \tilde{M}_{m1} e^{\alpha y_m} + \tilde{M}_{m2} e^{-\alpha y_m} + \tilde{M}_{m3} \alpha y_m e^{\alpha y_m} + \tilde{M}_{m4} \alpha y_m e^{-\alpha y_m} \end{aligned} \quad (10)$$

Далее 8 n неизвестных функций $M_{mj}(\alpha)$ и $\tilde{M}_{mj}(\alpha)$ ($m = 1, 2, \dots, n, j = 1, 2, 3, 4$) необходимо определить из краевых условий. Будем считать, что на границах между слоями не может быть отрыва или проскальзывания, \dot{u} , \dot{v} , p_{xy} и p_y непрерывны. Верхняя граница массива свободна от напряжений, условия на подошве запишем в скоростях перемещений аналогично тому, как это делается в упомянутой работе А.С. Григорьева и др., при $y_1 = 0$.

$$\dot{u}(x, 0) = \omega_1(x) + \psi_1(x); \quad \dot{v}(x, 0) = \omega_2(x) + \psi_2(x). \quad (11)$$

Здесь $\psi_i(x)$ – четные, а $\omega_i(x)$ – нечетные функции, имеющие соответственно косинус и синус-преобразования Фурье $\psi_i(\alpha)$ и $\Omega_i(\alpha)$:

$$\omega_i(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \Omega_i(\alpha) \sin \alpha x d\alpha; \quad \psi_i(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \Psi_i(\alpha) \cos \alpha x d\alpha. \quad (12)$$

¹ См. упомянутую выше статью А.С. Григорьева и др. в настоящем сборнике.

Из граничных условий получаем

а) на свободной поверхности ($y_n = h_n$)

$$\begin{aligned} F_n(\alpha, h_n) = 0, \quad \tilde{F}_n(\alpha, h_n) = 0; \\ F'_n(\alpha, h_n) = 0, \quad \tilde{F}'_n(\alpha, h_n) = 0; \end{aligned} \quad (13)$$

б) на границе m -го ($m+1$)-го слоев ($y_m = h_m, y_{m+1} = 0$) будем иметь:

$$\begin{aligned} F_m(\alpha, h_m) = F_{m+1}(\alpha, 0); \quad F'_m(\alpha, h_m) = F'_{m+1}(\alpha, 0); \\ \frac{1}{\delta_m} [F''_m(\alpha, h_m) + \alpha^2 F_m(\alpha, h_m)] = \frac{1}{\delta_{m+1}} [F''_{m+1}(\alpha, 0) + \alpha^2 F_{m+1}(\alpha, 0)]; \\ \frac{1}{\delta_m} \left[\frac{1}{\alpha^2} F'''_m(\alpha, h_m) - 3F'_m(\alpha, h_m) \right] = \frac{1}{\delta_{m+1}} \left[\frac{1}{\alpha^2} F'''_{m+1}(\alpha, 0) - 3F'_{m+1}(\alpha, 0) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

и четыре аналогичных уравнения, содержащих значения функций \tilde{F}_m и \tilde{F}_{m+1} и их производных при $y_m = h_m$;

в) на подошве ($y_1 = 0$):

$$\begin{aligned} [F''_1(\alpha, 0) + \alpha^2 F_1(\alpha, 0)] \frac{1}{\alpha} = \frac{\delta_1}{\sqrt{2\pi}} \Omega_1(\alpha); \quad [\tilde{F}''_1(\alpha, 0) + \alpha^2 \tilde{F}_1(\alpha, 0)] \frac{1}{\alpha} = -\frac{\delta_1}{\sqrt{2\pi}} \Psi_1(\alpha); \\ \frac{1}{\alpha^2} F'''_1(\alpha, 0) - 3F'_1(\alpha, 0) = \frac{\delta_1}{\sqrt{2\pi}} \Psi_2(\alpha); \quad \frac{1}{\alpha^2} \tilde{F}'''_1(\alpha, 0) - 3\tilde{F}'_1(\alpha, 0) = \frac{\delta_1}{\sqrt{2\pi}} \Omega_2(\alpha). \end{aligned} \quad (15)$$

Подставляя в (13) – (15) выражения (10), получим две системы по $4n$ уравнений относительно неизвестных функций $M_{mj}(\alpha)$ и $\tilde{M}_{mj}(\alpha)$. Решая эти системы, можно было бы получить выражения для напряжений и смещений в каждом слое, отличающиеся от формул (1.20) упомянутой статьи А.С. Григорьева и др. лишь видом функций $\Phi_{ij}(\alpha, y_m)$. Практически при $n > 2$ нет смысла выводить громоздкие аналитические выражения для всех $\Phi_{ij}^{(m)}$ для каждого слоя. Значения коэффициентов M_{mj} и \tilde{M}_{mj} при каждом конкретном значении α можно находить численно, что позволяет определять значение подынтегральных функций в формулах (8), (9) при любых наборах (x, y, α) с последующим численным интегрированием. При этом необходимо исследовать поведение подынтегральных функций при $\alpha \rightarrow \infty$ с целью изучения особенностей решения и определения допустимого верхнего предела для численного интегрирования.

Покажем, как это делается для механизма деформирования, подробно рассмотренного в упомянутой статье А.С. Григорьева и др. – смещения блоков фундамента вдоль разделяющего их изолированного разлома, плоскость которого составляет угол θ с поверхностью фундамента. В этом случае

$$\Psi_1(\alpha) = \Psi_2(\alpha) = 0; \quad (16)$$

$$\Omega_1(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \cos \theta; \quad \Omega_2(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \sin \theta, \quad (17)$$

где b – половина ширины зазора между блоками. Выпишем систему для определения M_{mj}

$$\begin{aligned} M_{11} + M_{12} + M_{13} - M_{14} = k; \\ M_{11} - M_{12} = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$k = \frac{\delta_1 \sin ba}{4\pi b\alpha^3} \cos \theta.$$

При $m = 1, \dots, n-1$:

$$\begin{aligned} M_{m1}e_m + M_{m2}\bar{e}_m + M_{m3}\alpha_m e_m + M_{m4}\alpha_m \bar{e}_m &= M_{m+1,1} + M_{m+1,2}; \\ M_{m1}e_m - M_{m2}\bar{e}_m + M_{m3}(1 + \alpha_m)e_m + M_{m4}(1 - \alpha_m)\bar{e}_m &= M_{m+1,1} - M_{m+1,2} + \\ &+ M_{m+1,3} + M_{m+1,4}; \\ \delta_{m+1}[M_{m1}e_m + M_{m2}\bar{e}_m + M_{m3}(1 + \alpha_m)e_m + M_{m4}(\alpha_m - 1)\bar{e}_m] &= \\ = \delta_m[M_{m+1,1} + M_{m+1,2} + M_{m+1,3} - M_{m+1,4}]; \\ \delta_{m+1}[M_{m1}e_m - M_{m2}\bar{e}_m + M_{m3}\alpha_m e_m - M_{m4}\alpha_m \bar{e}_m] &= \delta_m[M_{m+1,1} - M_{m+1,2}]. \end{aligned} \quad (19)$$

Кроме того,

$$\begin{aligned} M_{n1}e_n + M_{n2}\bar{e}_n + M_{n3}\alpha_n e_n + M_{n4}\alpha_n \bar{e}_n &= 0; \\ M_{n1}e_n - M_{n2}\bar{e}_n + M_{n3}(1 + \alpha_n)e_n + M_{n4}(1 - \alpha_n)\bar{e}_n &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь для краткости введены обозначения $\alpha_m = \alpha h_m$; $e_m = e\alpha h_m$; $\bar{e}_m = \bar{e}\alpha h_m$. Пусть M_m – вектор коэффициентов, соответствующих m -му слою. Такой вектор полностью определяет напряженное состояние и скорости смещения в любой точке m -го слоя. Уравнения (19) позволяют выразить M_{m+1} через M_m , т.е.

$$M_{m+1} = A_m M_m, \quad (21)$$

где A_m – матрица $[4 \times 4]$, равная

$$A_m = \begin{pmatrix} \bar{\delta}_m e_m & (1 - \bar{\delta}_m)\bar{e}_m & \bar{\delta}_m \alpha_m e_m & (1 - \bar{\delta}_m)\alpha_m \bar{e}_m \\ (1 - \bar{\delta}_m)e_m & \bar{\delta}_m \bar{e}_m & (1 - \bar{\delta}_m)\alpha_m e_m & \bar{\delta}_m \alpha_m \bar{e}_m \\ 0 & -2(1 - \bar{\delta}_m)\bar{e}_m & \bar{\delta}_m e_m & (1 - \bar{\delta}_m)(1 - 2\alpha_m)\bar{e}_m \\ 2(1 - \bar{\delta}_m)e_m & 0 & (1 - \bar{\delta}_m)(1 + 2\alpha_m)e_m & \bar{\delta}_m \bar{e}_m \end{pmatrix} \quad (22)$$

Здесь $\bar{\delta}_m = (\delta_{m+1} + \delta_m) / 2\delta_m$, $m = 1, \dots, n-1$. Тогда

$$M_n = G_n M_1, \quad (23)$$

где $G_n = A_{n-1}A_{n-2}\dots A_1$. Пусть

$$E_n = \begin{pmatrix} e_n & \bar{e}_n & \alpha_n e_n & \alpha_n \bar{e}_n \\ e_n & -\bar{e}_n & (1 + \alpha_n)e_n & (1 - \alpha_n)\bar{e}_n \end{pmatrix}.$$

Подставив (23) в уравнения (20), получаем два уравнения относительно M_{11} , M_{12} , M_{13} , M_{14} :

$$E_n G_n M_1 = 0. \quad (24)$$

В совокупности с двумя уравнениями (18) они образуют систему четырех линейных уравнений относительно четырех коэффициентов M_{1j} ($j = 1, \dots, 4$). После определения вектора M_1 остальные коэффициенты M_{mj} ($m = 2, \dots, n$; $j = 1, \dots, 4$) последовательно вычисляются при помощи рекуррентного соотношения (21). Коэффициенты \tilde{M}_{mj} – определяются аналогично, только вместо (18) имеем

$$\tilde{M}_{11} + \tilde{M}_{12} + \tilde{M}_{13} - \tilde{M}_{14} = 0; \quad (25)$$

$$\tilde{M}_{11} - \tilde{M}_{12} = \tilde{k},$$

где $\tilde{k} = -\frac{\delta_1 \sin ba}{4\pi b\alpha} \sin \theta$.

Определим для m -го слоя функции $\Phi_{j1}^{(m)}$ с помощью выражений

$$\begin{aligned}
\Phi_{11}^{(m)} &= k^{-1} \{ [M_{m1}(\alpha) + (2 + \alpha y_m) M_{m3}(\alpha)] e^{\alpha y_m} + [M_{m2}(\alpha) + (\alpha y_m - 2) M_{m4}(\alpha)] e^{-\alpha y_m} \}; \\
\Phi_{21}^{(m)} &= k^{-1} \{ -[M_{m1}(\alpha) + \alpha y_m M_{m3}(\alpha)] e^{\alpha y_m} - [M_{m2}(\alpha) + \alpha y_m M_{m4}(\alpha)] e^{-\alpha y_m} \}; \\
\Phi_{31}^{(m)} &= k^{-1} \{ [M_{m1}(\alpha) + (1 + \alpha y_m) M_{m3}(\alpha)] e^{\alpha y_m} + [-M_{m2}(\alpha) + (1 - \alpha y_m) M_{m4}(\alpha)] e^{-\alpha y_m} \}; \\
\Phi_{41}^{(m)} &= k^{-1} \{ [M_{m1}(\alpha) + (1 + \alpha y_m) M_{m3}(\alpha)] e^{\alpha y_m} + [M_{m2}(\alpha) + (\alpha y_m - 1) M_{m4}(\alpha)] e^{-\alpha y_m} \}; \\
\Phi_{51}^{(m)} &= k^{-1} \{ [-M_{m1}(\alpha) - \alpha y_m M_{m3}(\alpha)] e^{\alpha y_m} + [M_{m2}(\alpha) + \alpha y_m M_{m4}(\alpha)] e^{-\alpha y_m} \}.
\end{aligned} \tag{26}$$

Аналогичными выражениями, включающими коэффициенты $\tilde{M}_{mj}(\alpha)$, определяются функции $\Phi_{j2}^{(m)}$. С учетом этих обозначений можно записать формулы (8), (9) в форме, аналогичной (2.4)–(2.5) упомянутой статьи А.С. Григорьева и др., а именно,

$$\begin{aligned}
p_x(x, y_m) &= \frac{\delta_1}{2\pi} \left[\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{11}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \sin \alpha x d\alpha - \right. \\
&\quad \left. - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{12}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \cos \alpha x d\alpha \right] - p_\rho(y_m); \\
p_y(x, y_m) &= \frac{\delta_1}{2\pi} \left[\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{21}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \sin \alpha x d\alpha - \right. \\
&\quad \left. - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{22}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \cos \alpha x d\alpha \right] - p_\rho(y_m); \\
p_{xy}(x, y_m) &= \frac{\delta_1}{2\pi} \left[-\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{31}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \cos \alpha x d\alpha + \right. \\
&\quad \left. + \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{32}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha} \sin \alpha x d\alpha \right]; \\
\dot{u}(x, y_m) &= -\frac{\delta_1}{\delta_m \pi} \left[\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{41}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \cos \alpha x d\alpha - \right. \\
&\quad \left. - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{42}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \sin \alpha x d\alpha \right]; \\
\dot{v}(x, y_m) &= \frac{\delta_1}{\delta_m \pi} \left[\sin \theta \int_0^\infty \Phi_{51}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \sin \alpha x d\alpha - \right. \\
&\quad \left. - \cos \theta \int_0^\infty \Phi_{52}^{(m)}(\alpha, y_m) \frac{\sin b\alpha}{b\alpha^2} \cos \alpha x d\alpha \right],
\end{aligned} \tag{27}$$

причем существуют пределы

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\Phi_{41}^{(m)}(\alpha, y_m)}{\alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\Phi_{52}^{(m)}(\alpha, y_m)}{\alpha} = \begin{cases} -y_m, & m = 1; \\ -\frac{\delta_1}{\delta_m} (y_m + \sum_{i=1}^{m-1} h_i), & 1 < m \leq n, \end{cases}$$

благодаря чему все подынтегральные функции в последних двух формулах (27) при $\alpha \rightarrow 0$ ограничены.

Для коэффициентов M_{1j} и \tilde{M}_{1j} ($j = 1, 2, 3, 4$) справедливы следующие оценки при $\alpha \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; & \tilde{M}_{11} &= O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; \\
 M_{12} &= O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; & \tilde{M}_{12} &= \frac{\delta_1 \sin ba}{4\pi ba^3} \sin \theta + O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; \\
 M_{13} &= O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; & \tilde{M}_{13} &= O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; \\
 M_{14} &= -\frac{\delta_1 \sin ba}{4\pi ba^3} \cos \theta + O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}]; \\
 \tilde{M}_{14} &= \frac{\delta_1 \sin ba}{4\pi ba^3} \sin \theta + O[\alpha^{n-1} e^{-2ah_1}].
 \end{aligned} \tag{28}$$

Пользуясь этими оценками, каждую из функций $\Phi_{ji}^{(1)}(\alpha y_1)$ можно представить в виде суммы:

$$\Phi_{ji}^{(1)}(\alpha, y_1) = \overline{\Phi}_{ji}^{(1)}(\alpha, y_1) + \Delta\Phi_{ji}^{(1)}(\alpha, y_1)$$

причем $\Delta\Phi_{ji}^{(1)}(\alpha, y_1) = O[\alpha^n e^{-ah_1}]$ при $\alpha \rightarrow \infty$ при любом $y_1 \leq h_1$, а функции $\overline{\Phi}_{ij}^{(1)}$ в точности совпадают с Φ_{ij}^* из формул (2.11) упомянутой статьи А.С. Григорьева и др. Поэтому построенное решение имеет в точке подошвы $x = y_1 = 0$ особенности того же вида, что и в случае однородного слоя, и, следовательно, в малой по сравнению с h_1 окрестности угловых точек блоков напряженное состояние практически не зависит от количества слоев и соотношения их вязкостей.

Во всех внутренних точках массива составляющие тензора напряжений и скоростей смещений не имеют особенностей. Для m -го слоя погрешность от замены несобственного интеграла интегралом по конечному отрезку $[0, \alpha_*]$ не превосходит $C\alpha_*^{n+1} \times e^{-\alpha_* \sum_{i=1}^{m-1} h_i}$. За исключением небольшой приразломной зоны, распределение скоростей и напряжений мало отличается от асимптотического, соответствующего скачкообразному изменению скорости на подошве. Поэтому при обсуждении результатов расчетов будем считать, что зазора между блоками нет. Описанный алгоритм был реализован на ЭВМ.

Первоначально было решено несколько тестовых задач для массивов, состоящих из двух или трех слоев одинаковой мощности, но разной вязкости. На рис. 2 показаны изолинии эквивалентных (по Мору) напряжений в толще однородного (а) и слоистых (б-г) массивов для вертикального сброса при относительно небольшом (в 3 раза) перепаде вязкостей. Рис. 2,б соответствует массиву с верхним более вязким слоем, 2,в – с менее вязким, на рис. 2,г менее вязкий (некомпетентный) слой заключен между двумя компетентными. При расчетах принималось $K_1 = 0,45$. Мощности и средние вязкости всех массивов здесь и в последующих примерах одинаковы. В расположенных над опускающимся блоком узких зонах двуслоного растяжения ($p_1 > p_2 > 0$) следует предполагать появление нарушений сплошности типа отрыва. В незаштрихованной зоне главные нормальные напряжения имеют противоположные знаки. В этой области следует ожидать появления трещин типа скалывания. Подобные зоны располагаются также в приповерхностной части массива над поднимающимся блоком. Наличие границы со скачком вязкости на половину порядка не приводит к качественным изменениям в расположении описанных зон в толще массива, особенно в приподошвенной части. В левом столбце рис. 3 для массивов того же строения показано распределение максимальных касательных напряжений при вертикальном сбросе, также качествен-

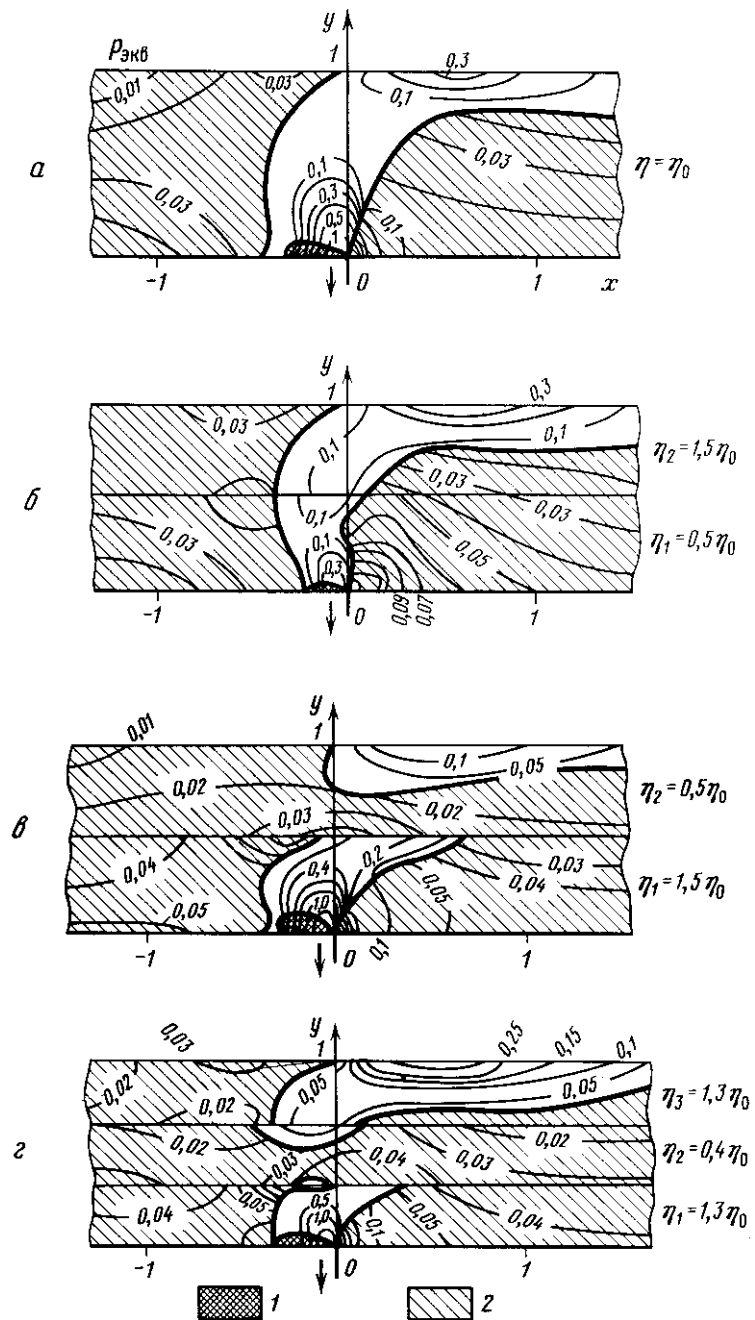


Рис. 2. Распределение эквивалентных напряжений при вертикальном сбросе

1 – зона $p_1 > p_2 > 0$; 2 – зона $p_2 < p_1 < 0$. а – однородный массив; б – массив с верхним компетентным слоем; в – массив с нижним компетентным слоем; г – трехслойный массив с промежуточным ослабленным слоем

но не отличающееся от приведенного в верхней части рисунка распределения касательных напряжений в однородном массиве. На схемах правого столбца рис. 3 показаны изолинии максимальных касательных напряжений для массивов аналогичной структуры, в которых вязкость компетентного слоя больше вязкости некомпетентного в 100 раз.

Напряженное состояние в приразломной зоне определяется, как было показано выше, особенностями построенного решения и поэтому имеет те же характерные черты, что и для однородного массива: максимальные напряжения сосредоточены непосредственно над разломом. Существенные изменения в напряженном состоянии происходят в компетентных слоях, лежащих на некомпетентных: изолинии “растягиваются” в направлении простираания слоев. Эти изменения отражаются и на кинематической картине на поверхности. На рис. 3 над каждой схемой приведены графики градиентов вертикальной и горизонтальной составляющих скоростей свободной поверхности. Во всех случаях кривая градиента вертикальной скорости имеет характерную для вертикального сброса куполообразную форму с максимумом, расположенным точно над разломом. Приразломной зоне повышенных напряжений соответствует участок повышенных градиентов на поверхности. Наличие некомпетентных слоев под компетентными приводит к размазыванию кривых градиентов как вертикальной, так и горизонтальной скорости, если вязкости отличаются более чем на порядок. Экстремумы кривых градиентов горизонтальной скорости приурочены к приповерхностным зонам увеличения напряжений.

Аналогичные расчеты проводились для раздвига двуслойных массивов с отношением вязкостей слоев 1:3. На рис. 4 приведены изолинии эквивалентных напряжений, а на рис. 5 – максимальных касательных. На рис. 5 приведены также графики градиентов вертикальной и горизонтальной скоростей свободной поверхности. На этих рисунках верхние схемы соответствуют однородному массиву, средние – массиву с нижним ослабленным слоем, нижние схемы – массиву с нижним компетентным, а верхним — ослабленным слоем. Во всех случаях наблюдаются характерные для раздвига особенности: наличие малой зоны дуосного растяжения над разломом, областей повышенных касательных напряжений в приподошвенной части массива, приуроченность экстремумов градиентов вертикальной скорости к зонам повышенных касательных напряжений на глубине, а экстремумов градиентов горизонтальных скоростей – к приповерхностным зонам повышения напряжений.

Серия расчетов для различных значений θ была проведена для оценки влияния на характеристики движения поверхности массива присутствия в его толще или на подошве весьма тонкого слоя существенно малой вязкости. Соответствующие результаты для $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ приведены на рис. 6. На рис. 6, б даны градиенты вертикальной (слева) и горизонтальной (справа) скоростей для случая, когда некомпетентный слой примыкает к подошве, создавая как бы некоторую смазку. На рис. 6, в даны подобные кривые для случая, когда такой слой расположен посередине массива. Сопоставление с соответствующими кривыми, приведенными на рис. 6, а, показывают, что форма кривых градиентов в основном определяется механизмом деформирования, а не реологическими свойствами осадочного чехла. Наличие в разрезе тонкого ослабленного слоя почти не сказывается на форме кривых градиентов при сбросах по разломам, близким к вертикальным. При раздвиге и, как показывают расчеты, при сбросах вдоль пологих разломов величины максимумов градиентов уменьшаются в 2–3 раза при одновременном “размазывании” кривых. Этот эффект ослабляется по мере удаления слоя пониженной вязкости от подошвы.

Для оценки возможностей проведения анализа кинематики поверхности и картины напряженного состояния осадочного чехла, сведения о строении которого основаны на натурных данных, была рассмотрена задача деформирования массива, данные о мощности и вязкости слоев которого получены на основании сводного геологического разреза Центральной структурной зоны Припятского прогиба. Анализ этого разреза позволил выделить в осадочной толще три слоя: подсолевые отложения ($H_1 = 0,07 H$, $\eta_1 = 2,85 \eta_0$), соледержащие ($H_2 = 0,43 H$, $\eta_2 = 0,028 \eta_0$) и надсолевые ($H_3 = 0,5 H$,

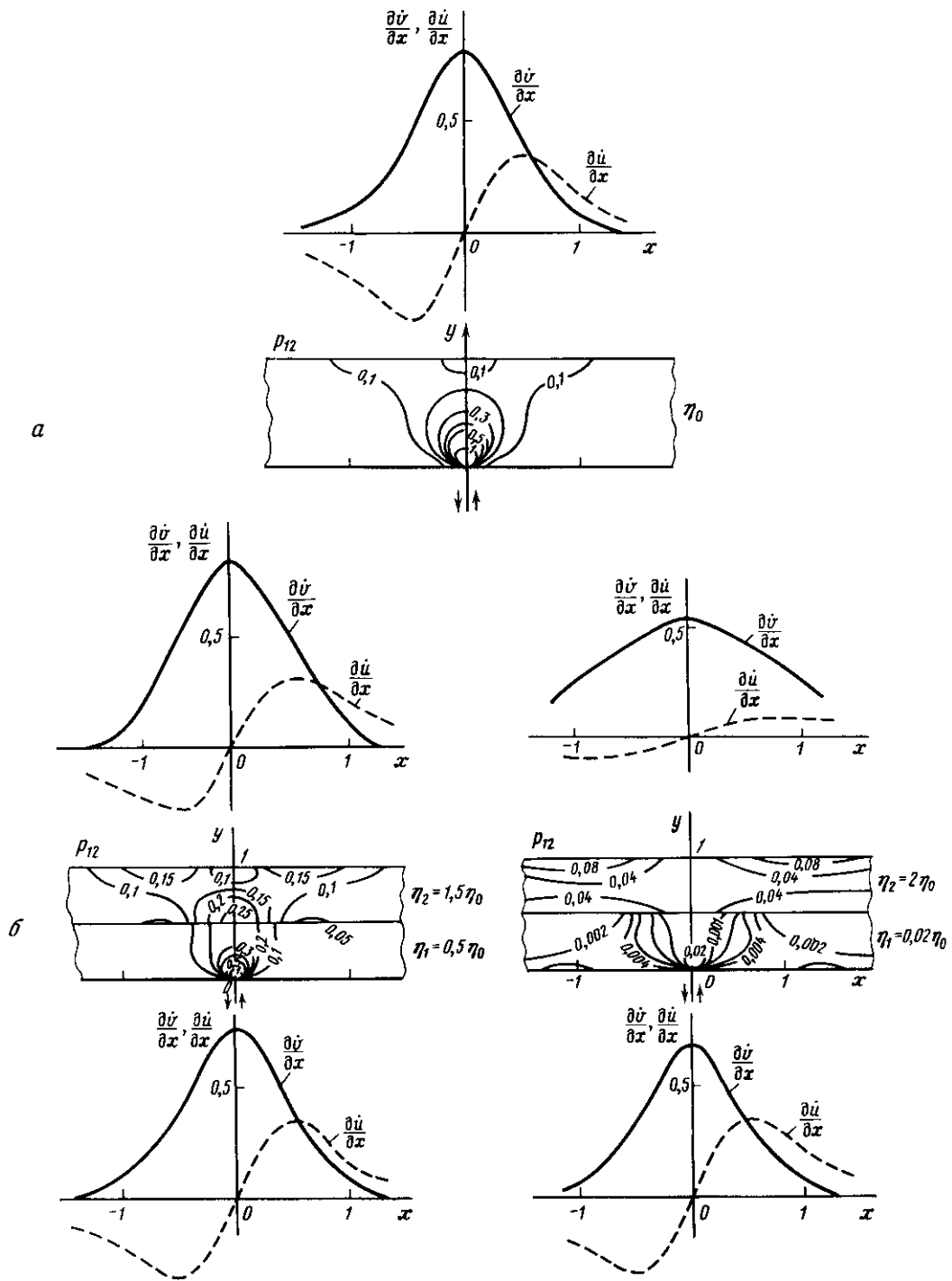


Рис. 3. Распределение максимальных касательных напряжений в толще массива и градиенты составляющих скорости его поверхности при вертикальном бросе для однородного (*a*), двухслойных (*б*, *в*) и трехслойных (*г*) массивов

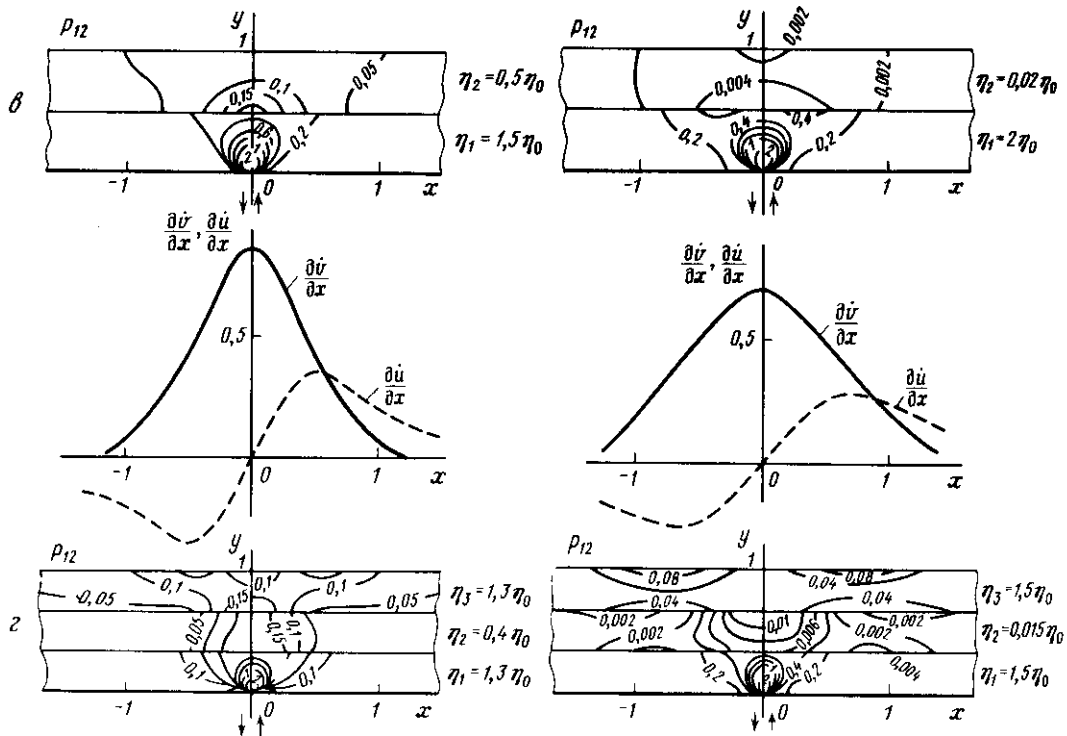


Рис. 3 (окончание)

$\eta_3 = 1,59\eta_0$) при $\eta_0 = 10^{19}$ пз. На рис.7 приведены изолинии безразмерных главных касательных напряжений в толще и кривые градиентов вертикальной и горизонтальной составляющих скорости поверхности такого трехслойного массива для трех механизмов деформирования (*a* – сброс по вертикальному разлому, *b* – сброс по разлому, наклоненному под углом 45° к вертикали, *в* – раздвиг). Так же как и на рис. 3 и 5, в распределении напряжений в слоистом массиве проявляются две тенденции: типичное для каждого механизма повышение напряжений в приподошвенном слое и характерное для слоистых массивов повышение напряжений в более компетентных слоях. В приподошвенном, наиболее жестком слое напряжения существенно выше, чем в остальных, причем расположение областей концентрации напряжений такое же, как и в однородном массиве (см. рис. 3 в упомянутой выше статье А.С. Григорьева и др.); они как бы поворачиваются вслед за поворотом вектора скорости относительного смещения блоков фундамента. В промежуточном слое напряжения падают, грубо говоря, пропорционально уменьшению вязкости. В верхнем слое напряжения снова увеличиваются, но уже не пропорционально увеличению вязкости, а существенно меньше. При всех механизмах деформирования наблюдается также отмеченное ранее для вертикального сброса сравнительно медленное изменение напряжений в верхнем слое в горизонтальном направлении. Наличие среднего слоя пониженной вязкости приводит также к размазыванию градиентов скоростей, особенно заметном при малых углах наклона разлома. При раздвиге величина максимума градиента вертикальной скорости падает почти в 2 раза. Для количественной оценки размазывания можно также использовать расстояние между точками, в которых величина градиента составляет примерно половину его максимального значения. Для рассматриваемого трехслойного массива эта величина достигает $\sim 1,7H$ для вертикального сдвига и $\sim 1,2H$ для раздвига, в то время как в случае однородного массива она равна $\sim H$ и в том и в другом случаях.

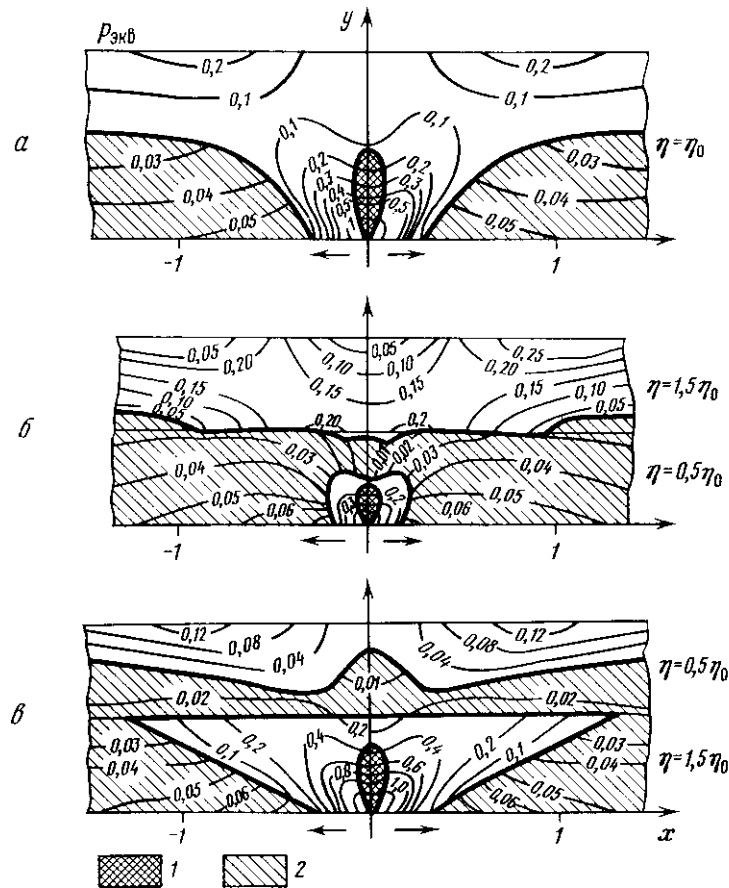


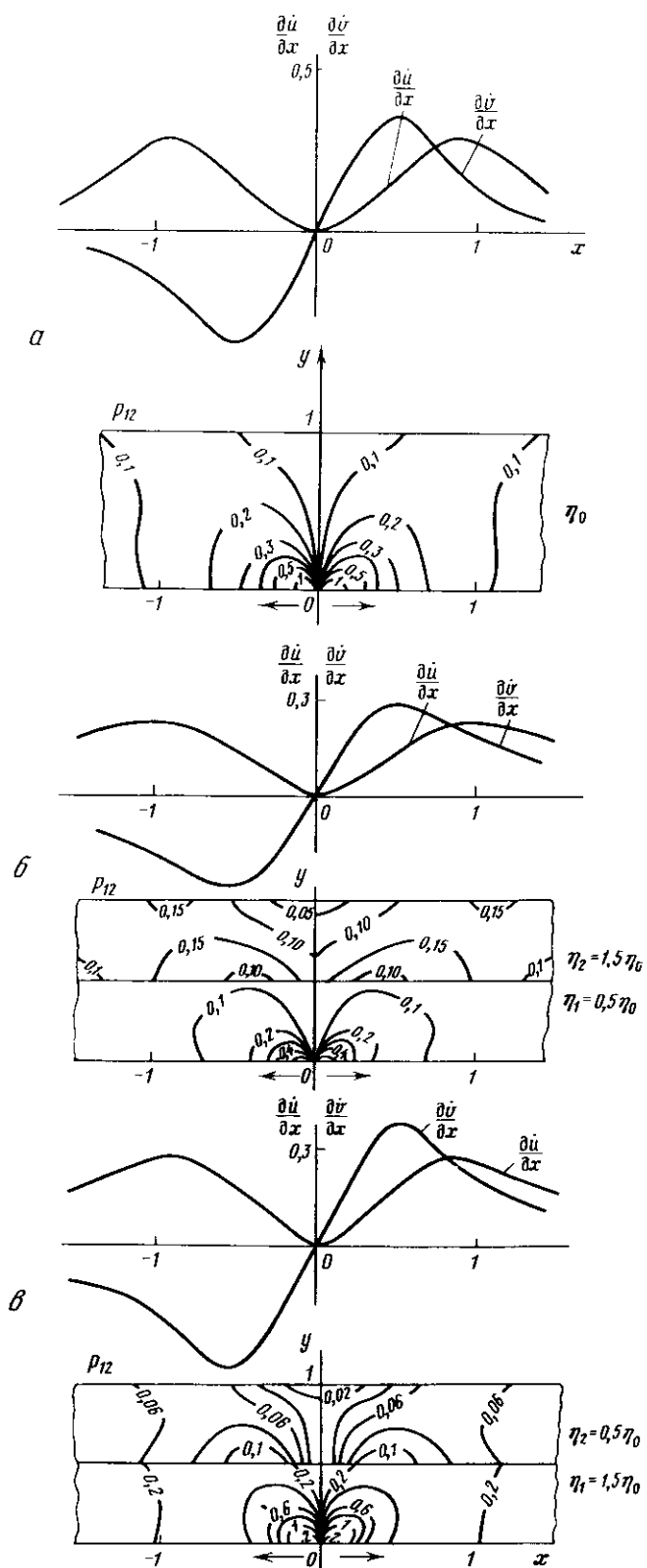
Рис. 4. Распределение эквивалентных напряжений при раздвиге однородного (а) и двухслойных (б, в) массивов

1 – зона $p_1 > p_2 > 0$; 2 – зона $p_2 < p_1 < 0$

Сопоставление результатов всех приведенных расчетов позволяет утверждать, что наличие резких, с изменением вязкости на несколько порядков, переходов от нижележащего ослабленного слоя, особенно если его мощность не слишком мала, к покрывающему его более вязкому приводит к уменьшению величины экстремумов градиентов. Одновременно увеличиваются зоны повышенных значений градиентов. Отметим, что по сопоставлению длины такой зоны с мощностью, а также по относительному уменьшению величины максимумов градиента можно, по крайней мере с качественной стороны, судить о наличии в массиве слоев с относительно пониженной вязкостью. Укажем еще, что на кривых градиентов вертикальных скоростей при наклонных разломах, особенно при $\theta > 45^\circ$, минимум плохо прослеживается: его величина и положение сильно зависят от строения массива, чем, несомненно, затрудняется предложенная в статье А.С.Григорьева, Ю.Л.Ребецкого, И.М.Волович в настоящем сборнике количественная интерпретация современных движений, базирующаяся лишь на данных о вертикальной скорости смещения земной поверхности. Определение места выхода раз-



Рис. 5. Распределение максимальных касательных напряжений в толще массива и градиенты составляющих скорости свободной поверхности для однородного (а) и двухслойных (б, в) массивов при раздвиге.



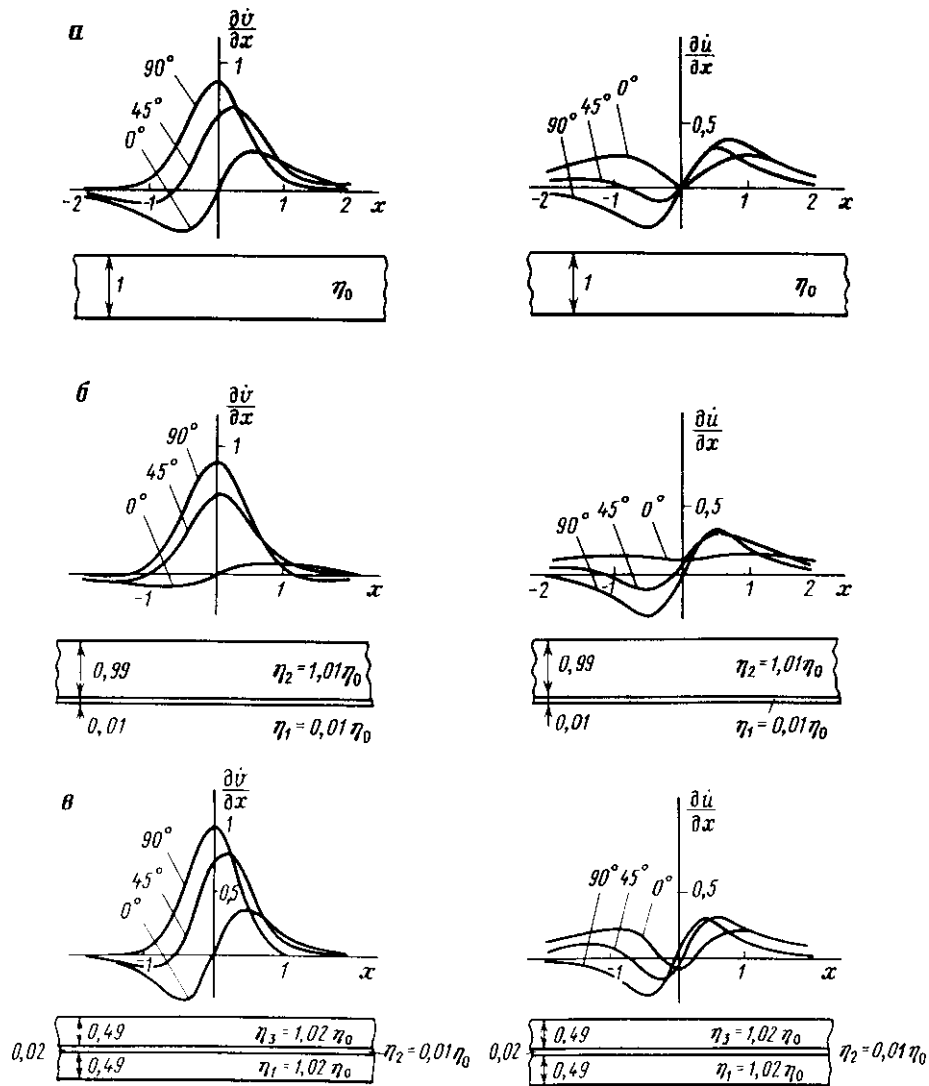


Рис. 6. Градиенты вертикальной ($\partial \dot{v} / \partial x$) и горизонтальной ($\partial \dot{u} / \partial x$) скоростей свободной поверхности при различных механизмах деформирования

a – однородный массив; массив с тонким ослабленным слоем: *б* – у подошвы; *в* – в середине толщи

лома на подошву слоя представляется, как уже упоминалось, вероятно, наиболее важным для прогностических целей, поскольку к нему и в однородном, и в слоистом массиве приурочены, как показывалось выше, зоны концентрации напряжений и возникновения нарушений сплошности. Как показала серия расчетов, проведенных при ряде значений $0 \leq \theta \leq 90^\circ$, если $\theta \geq 45^\circ$, то положение выхода разлома на подошву слоя можно приближенно связывать прямо с положением единственного, явно выраженного максимума на кривой $(\partial \dot{v} / \partial x)|_{y=1}$.

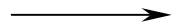
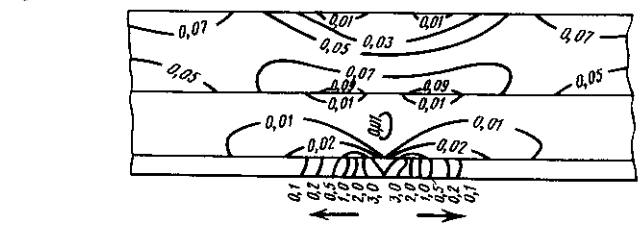
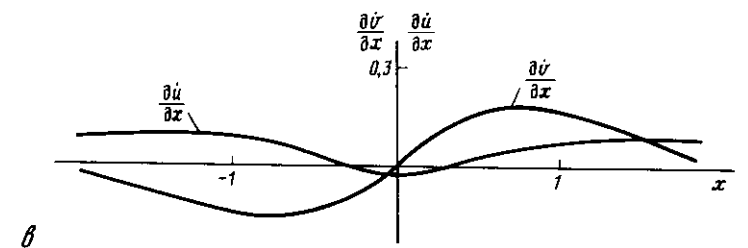
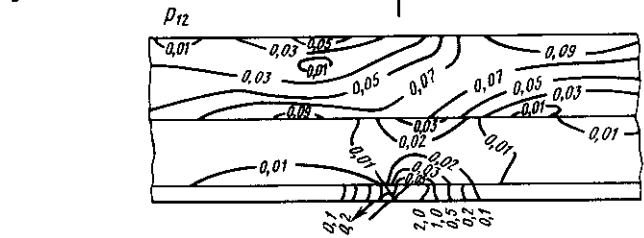
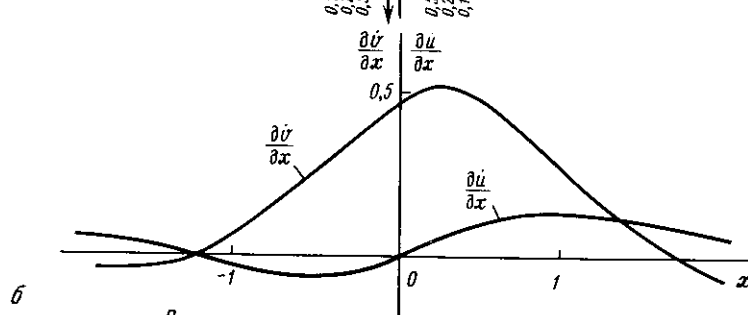
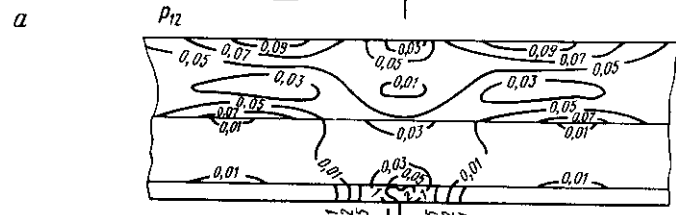
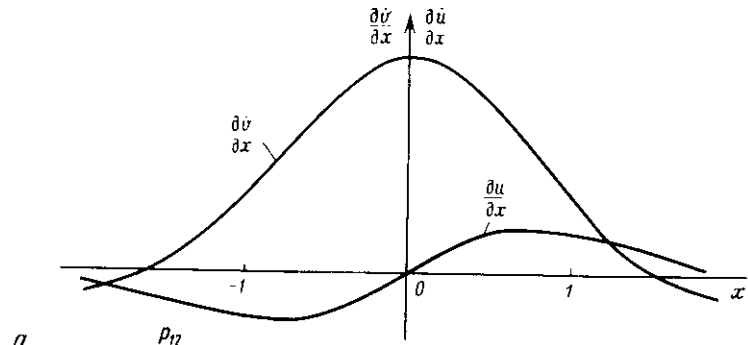


Рис. 7. Касательные напряжения и градиенты скоростей свободной поверхности для трехслойного массива, соответствующего осадочному чехлу Припятской впадины

a – при $\theta = 90^\circ$; *б* – $\theta = 45^\circ$; *в* – $\theta = 0^\circ$



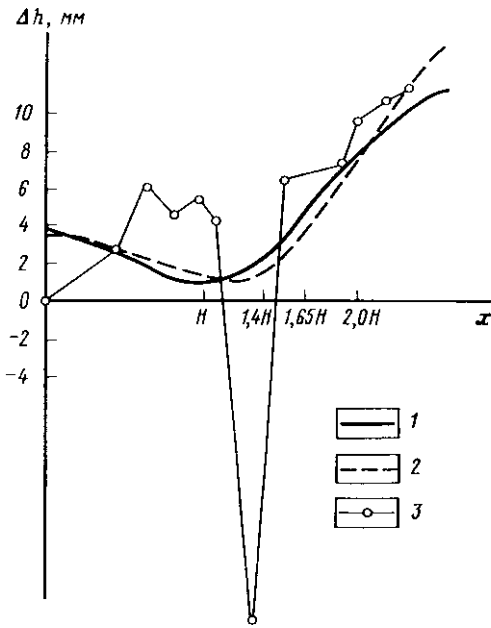


Рис. 8. Результаты интерпретации данных повторного нивелирования

1 – теоретическая кривая смещения свободной поверхности за 3 года (положение разлома предполагалось известным); 2 – то же, (положение разлома определялось в ходе решения обратной задачи); 3 – вертикальные смещения реперов за 3 года по данным повторных нивелировок

При наличии надежной информации о горизонтальных движениях земной поверхности можно использовать также близость к нулю градиента горизонтальной скорости над местом выхода разлома на подошву слоя. Для определения θ можно, как и в случае однородного слоя, воспользоваться тем фактом, что по мере удаления от надразломной зоны скорости поверхности массива будут приближаться к скоростям его подошвы.

При относительно изолированном разломе это позволяет определить горизонтальную \dot{U}_0 и вертикальную \dot{V}_0 компоненты скорости относительного смещения блоков, после чего θ определяется по формуле

$$\theta = \text{arctg}(\dot{V}_0/\dot{U}_0). \quad (29)$$

Для того чтобы учесть всю имеющуюся геодезическую информацию, можно использовать следующий подход. Пусть в L точках X_1, \dots, X_L по результатам повторных нивелировок известны с некоторой точностью значения вертикальных скоростей земной поверхности $\dot{V}_1, \dots, \dot{V}_L$. По имеющейся геологической и геофизической информации о строении осадочного чехла в данном районе выделяются n слоев, существенно различающихся по вязкости слагающих их пород, и оцениваются значения ρ_m, η_m для каждого слоя. Далее для массива такого строения рассчитываются теоретические кривые безразмерных вертикальных скоростей свободной поверхности для вертикального сброса и раздвига. Обозначим их $v_c(x)$ и $v_p(x)$ соответственно. Учитывая, что

$$\dot{U}_0 = \dot{V}^* \cos \theta; \quad \dot{V}_0 = \dot{V}^* \sin \theta, \quad (30)$$

запишем теоретическое выражение для размерной скорости современных вертикальных движений

$$\dot{V}(X) = \dot{V}_0 v_c \left(\frac{X - X_0}{H} \right) + \dot{U}_0 v_p \left(\frac{X - X_0}{H} \right) + \dot{V}_{yp}. \quad (31)$$

Здесь X_0 – абсцисса линии выхода разлома на подошву слоя, \dot{V}_{yp} – неизвестная постоянная, зависящая от выбора нуль-пункта. Приравнивая наблюдаемые значения \dot{V}_i , к рассчитанным по формуле (31), получим систему n уравнений с неточно заданными правыми частями

$$\dot{V}_0 v_c \left(\frac{X_i - X_0}{H} \right) + \dot{U}_0 v_p \left(\frac{X_i - X_0}{H} \right) + \dot{V}_{yp} = \dot{V}_i, \quad i = 1, \dots, L. \quad (32)$$

Используя метод решения подобных систем, описанный в книге [6], определяем неизвестные величины $\dot{V}_0, \dot{U}_0, \dot{V}_{yp}$ и X_0 , после чего находим θ по формуле (29). Изложен-

ный подход применим и в том случае, когда фундамент разбит на блоки несколькими разломами. На рис. 8 приведены результаты двух вариантов обработки данных повторного нивелирования на территории Припятской впадины². В первом случае предполагалось, как это принято в настоящее время, что положение разлома совпадает с пиком на наблюдаемой кривой, поэтому задавалось $X_0 = 1,4H$. При этом получено $\dot{V}_0 = 3,0$ мм/год, $\dot{U}_0 = 6,3$ мм/год, $\theta = 26^\circ$. Соответствующая теоретическая кривая показана сплошной линией на рис. 8. Во втором случае положение разлома считалось неизвестным. Решение системы (32) дало $X_0 = 1,6H$, $V_0 = 4,3$ мм/год, $U_0 = 6,7$ мм/год, $\theta = 34^\circ$; соответствующая кривая показана на рис. 8 пунктиром. Уточнению интерпретации геодезических данных могло бы способствовать решение задачи о скоростях смещения осадочного чехла в более сложной постановке, учитывающей, например, наличие нарушений сплошности в его толще.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. Зависимость между характеристиками вертикальных перемещений поверхности и напряженным состоянием осадочного чехла в надразломных зонах // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 97–125.
2. Григорьев А.С., Михайлова А.В., Шахмурадова З.Е. О кинематических характеристиках движения дневной поверхности и напряженном состоянии осадочного чехла в зонах над разломами фундамента // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 1. С. 3–20.
3. Шевляков Ю.А. Матричные алгоритмы в теории упругости. Киев; Одесса: Вища шк. 1977. 215 с.
4. Никитин В.С., Шапиро Г.С. Задачи теории упругости для многослойных сред. М.: Наука, 1973. 260с.
5. Вигдерович И.Е., Ламзюк В.Д., Приварников А.К. Об использовании метода функций податливости при решении граничных задач теории упругости для многослойных оснований // Докл. АН УССР. Сер. А. 1979. № 6. С. 434–438.
6. Тихонов А.Н., Арсенин В.А. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 287 с.

² Данные В.А.Сидорова.

II

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ И ИХ СВЯЗЕЙ С РАЗЛОМАМИ

(по теоретическим и натурным тектонофизическим исследованиям)

УДК 551.24.035+551.24.02+551.243; 551.1/528; 622.831

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ СТРОЕНИЯ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ СДВИГОВОГО РАЗРЫВА С ТРЕНИЕМ МЕЖДУ БЕРЕГАМИ

Д.Н. Осокина, В.Н. Фридман

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о том, как изменяется исходное тектоническое поле напряжений в окрестностях тектонического разрыва или в очаге землетрясения, после того как под действием этого поля происходит вспарывание разрыва и подвижка по нему, представляет большой интерес для многих наук о Земле: тектонофизики, геологии, сейсмологии, физики очага, горного дела и др. [1–3, 8–13, 15–17, 19–26 и др.]. Знание закономерностей такого изменения позволит прогнозировать ряд особенностей напряженного состояния, а также развития вторичных нарушений в окрестностях разрывов, нарушающих сплошность участков среды, будь то участки земной коры, отдельные блоки пород, образцы пород или модели. Оно поможет при интерпретации данных наблюдений за явлениями, происходящими в очаговой зоне и вокруг нее после сильного землетрясения, а иногда и в период его подготовки, и при выборе пунктов наблюдений на прогностических полигонах.

В настоящее время имеется значительное число теоретических работ, посвященных количественному изучению поля напряжений вокруг плоского разрыва в упругой среде в связи с задачами геологии и геофизики, в том числе [19–26 и др.]¹. В ряде работ использовалась континуальная теория дислокаций и разрыв рассматривался как поверхность дислокации, на которой задается скачок смещения [20–22, 24–26]; в других работах решались задачи теории упругости [19, 23 и др.]. Общей особенностью первой группы работ было то, что скачок смещения на разрыве вводился априорно, причем он задавался либо постоянным, либо изменяющимся вдоль разрыва по заранее выбираемому закону. Построенные в этих работах поля напряжений качественно согласуются с характером локального поля напряжений около тектонических разрывов. Однако, чтобы улучшить соответствие результатов теоретического расчета с натурными полями, желательно заранее задавать исходное поле напряжений и закон взаимодействия между берегами разрыва, а отвечающий этим условиям характер изменения скачка смещений получать из решения задачи [4].

Изучение напряженного состояния в окрестностях плоского разрыва после сдвигового смещения² его берегов при задании исходного поля напряжений и граничных

¹ Почти во всех этих работах количественные исследования локального поля разрыва выполнялись для двумерного случая и лишь в некоторых работах [23, 26 и др.] для трехмерного случая.

² См. сноску 2 в следующей статье Д.Н.Осокиной в настоящем сборнике.

условий на разрыве, соответствующих специфике условий в земной коре, было проведено в экспериментальной работе [11–13]. На плоских моделях из упруго-оптически-чувствительного материала, находящихся в условиях однородного одноосного или двуосного сжатия, были исследованы поля максимальных касательных напряжений τ_{\max} и траектории главных напряжений около плоского разрыва с сомкнутыми берегами и с трением между ними. Были изучены основные особенности строения этих полей для двумерного случая и их зависимость от различных факторов, в том числе от длины разрыва, величины исходных напряжений, ориентации разрыва и характера контакта между берегами [11–13]. Для частного случая трехмерного поля были исследованы закономерности ориентации осей напряжений около разрыва для различных вариантов исходного поля напряжений и построены отвечающие им схемы вторичных нарушений (потенциальных плоскостей скальвания), прогнозируемых вблизи концов разрыва [12, 13]. Эти схемы оказались хорошо соответствующими данным геологических наблюдений, они позволили объяснить и дополнить эти данные. Такое соответствие позволяет считать, что локальные поля напряжений в окрестностях разрыва, полученные в [11–13] на моделях, верно описывают особенности аналогичных полей напряжений, возникающих в земной коре.

Для анализа возможностей использованной в [11, 13] методики моделирования локальных полей, обусловливаемых разрывами, было важно сравнить получаемые с ее помощью локальные поля около закрытых плоских разрывов со сдвиговыми смещениями берегов с данными точного решения аналогичной задачи теории упругости. Такое решение было получено, в частности, в работе [14] для случая, когда трение между берегами трещины отсутствовало.

Между тем берега разрывов как в земной коре, так и в моделях в условиях сжатия взаимодействуют, поэтому желательно было отразить это взаимодействие при постановке задачи. Простейшим случаем такого взаимодействия является закон сухого трения Кулона-Мора с постоянным коэффициентом трения. Постановка и решение задачи с учетом трения излагаются ниже.

1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Постановка задачи. Рассмотрим плоскую задачу о равновесии бесконечной упругой среды с модулем сдвига μ и коэффициентом Пуассона ν , ослабленной прямолинейной сдвиговой трещиной (разрывом) длиной $2l$ и нагруженной на бесконечности произвольными усилиями, отвечающими двуосному сжатию или сжатию-растяжению. Выберем декартову систему координат (x, y) с началом в середине трещины и осью x , направленной вдоль трещины. Напряженное состояние на бесконечности предполагается однородным и задается главными напряжениями σ_1^0 и σ_2^0 , причем главная ось, соответствующая σ_2^0 , составляет угол α с осью x (рис. 1).

Введем комплексную переменную $z = x + iy$. Компоненты вектора смещения u_i и тензора напряжений σ_{ij} выражаются через аналитические вне трещины функции $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ по формулам Колосова–Мусхелишвили [7]:

$$\begin{aligned}\sigma_y + \sigma_x &= 2[\Phi(z) + \bar{\Phi}(z)] + 2p; \\ \sigma_y - \sigma_x + 2i\tau_{xy} &= 2[\bar{z}\Phi'(z) + \Psi(z)] - 2\tau e^{-2i\alpha};\end{aligned}\quad (1)$$

$$2\mu \frac{\partial}{\partial x}(u_x - iu_y) = \kappa\bar{\Phi}(z) - \Phi(z) - z\Phi'(z) - \Psi(z),$$

где $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$ для обобщенного плоского напряженного состояния и $\kappa = 3 - 4\nu$ для плоской деформации, а p и τ определяются главными напряжениями на бесконечности:

$$\begin{aligned}p &= (\sigma_2^0 + \sigma_1^0)/2; \\ \tau &= (\sigma_2^0 - \sigma_1^0)/2.\end{aligned}\quad (2)$$

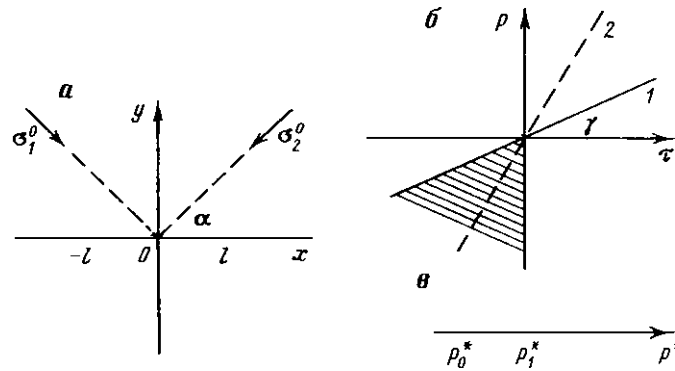


Рис. 1. К постановке задачи о прямолинейном разрыве (трещине) в поле сжимающих нагрузок (а); изображение области внешних нагрузок, удовлетворяющих условиям задачи, на плоскости $\tau\rho$ (б); изображение той же области на оси ρ^* (в)

На берегах сдвиговой трещины выполняются условия непрерывности вектора напряжения

$$[\sigma_y + i\tau_{xy}] = 0 \quad (3)$$

и отсутствия отрывных смещений

$$[u_y] = 0. \quad (4)$$

Квадратные скобки означают скачок заключенной в них величины. Условие (4) предполагает, что на трещине

$$\sigma_y < 0. \quad (5)$$

Условие (5) должно, вообще говоря, проверяться после решения задачи. На берегах трещины действует трение по закону Кулона–Мора

$$|\tau_{xy}| \leq k|\sigma_y|. \quad (6)$$

Коэффициент трения k является постоянным на трещине.

Выражение (1) и условия (3), (4) и (6) завершают постановку задачи. Если на внешние нагрузки наложить не ограничивающее общности требование $\sigma_2^0 \leq \sigma_1^0$, т.е.

$$\tau \leq 0, \quad (7)$$

то вместе с условием (5) закон трения (6) можно переписать в виде

$$\tau_{xy} - k\sigma_y \geq 0, \quad (8a)$$

поскольку в однородном поле напряжений $\tau_{xy}^0 \leq 0$.

Решение задачи. Решение задачи (1), (3), (4), (8a) можно построить следующим образом. Если внешние условия недостаточны, чтобы преодолеть силу трения на трещине, т.е.

$$\tau_{xy}^0 - k\sigma_y^0 \geq 0, \quad (8)$$

то напряженное состояние во всей плоскости является однородным и определяется по первым двум формулам из выражений (1), в которых следует положить $\Phi(z) = \Psi(z) = 0$.

Если, напротив,

$$\tau_{xy}^0 - k\sigma_y^0 < 0, \quad (8a)$$

то берега трещины испытывают смещения и при установлении равновесия на трещине

$$\tau_{xy} - k\sigma_y = 0, \quad (9)$$

Задача (1), (3), (4), (9) является частным случаем задачи, рассмотренной в работе [5]. Решение нашей задачи для напряжений дается выражениями

$$\begin{aligned}\sigma_y + \sigma_x &= 2[\Phi(z) + \bar{\Phi}(z)] + 2p; \\ \sigma_y + i\tau_{xy} &= (\bar{z} - z)\Phi'(z) + \bar{\Phi}(z) - \Phi(z) + p - \tau e^{-2ia}.\end{aligned}\quad (10)$$

Потенциал

$$\Phi(z) = \frac{iT}{2} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 - l^2}} \right), \quad (11)$$

где

$$T = \tau_{xy}^0 - k\sigma_y^0 = \Delta\tau = -kp + k\tau \cos 2\alpha + \tau \sin 2\alpha, \quad (11a)$$

является четной функцией z (из-за нечетности $(z^2 - l^2)^{1/2}$). Второе из выражений (10) дает, что на оси $y = 0$

$$\sigma_y = \sigma_y^0,$$

поэтому условие (5) не нарушается.

Рассмотрим теперь те внешние усилия, которые не нарушают условий задачи. Этот анализ удобно провести на плоскости (p, τ) (рис. 1, б). Достаточно рассмотреть нагружение при $0 \leq \alpha \leq \pi/2$. Требование (7) ($\tau < 0$) вместе с условием (5), имеющим вид

$$\sigma_y^0 = p - \tau \cos 2\alpha \leq 0,$$

дают область допустимых нагрузок p и τ , заштрихованную на рис. 1, б. Угол γ наклона прямой $\sigma_y^0 = 0$ (прямой 1) изменяется от $\pi/4$ при $\alpha = 0$ до $-\pi/4$ при $\alpha = \pi/2$, $\operatorname{tg} \gamma = \cos 2\alpha$. Рис. 1, б соответствует $\alpha < \pi/4$. Прямая $\tau_{xy}^0 - k\sigma_y^0 = 0$, т.е.

$$kp - \tau(k \cos 2\alpha + \sin 2\alpha) = 0,$$

изображенная пунктиром на рис. 1, б (прямая 2), отделяет область нагрузок, недостаточных для преодоления силы трения на трещине, $T \geq 0$ (заштрихованная часть ниже пунктирной линии), от области нагрузок (заштрихованная часть выше пунктирной линии), при которых берега трещины испытывают смещение, $T < 0$ ³.

Из выражений (2) следует, что $p + \tau = \sigma_2^0$. Эта прямая на плоскости (p, τ) пересечется с областью возможных нагрузок только при $\sigma_2^0 < 0$. Прямая $p - \tau = \sigma_1^0$ пересекается с областью возможных нагрузок при любых σ_1^0 , за исключением случая $\alpha = 0$, $\sigma_1 > 0$. Это означает, что наряду с двусосным сжатием существуют двусосные нагружения с растяжением по одной оси, при которых $\sigma_y < 0$ на трещине.

Приведем выражения для максимального касательного напряжения τ_{\max} и для главных напряжений σ_1 и σ_2 :

$$\tau_{\max} = \pm \left[\left(\frac{\sigma_y - \sigma_x}{2} \right)^2 + (\tau_{xy})^2 \right]^{1/2}; \quad (12)$$

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_y + \sigma_x}{2} + |\tau_{\max}|; \quad (13)$$

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_y + \sigma_x}{2} - |\tau_{\max}|. \quad (14)$$

³ Тот факт, что величины $T = \Delta\tau$, τ_{\max} , τ_{xy} , τ_{xy}^0 оказываются отрицательными, есть следствие выбранной схемы постановки задачи, описывающей разрыв с левой подвижкой по нему. При постановке задачи для разрыва с правой подвижкой все перечисленные величины будут положительными.

Угол α_2 наклона оси σ_2 к оси x вычисляется из выражения

$$\alpha_2 = 90^\circ - \beta_2; \quad \operatorname{tg} 2\beta_2 = \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_y - \sigma_x}. \quad (15)$$

Выведем теперь некоторые свойства симметрии для полей напряжений, пользуясь выражениями (10) и соотношением $\Phi(z) = -\bar{\Phi}(\bar{z})$. Пусть $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij}(\bar{z})$, $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(z)$, тогда

$$\begin{aligned} (\sigma_y + \sigma_x) + (\hat{\sigma}_y + \hat{\sigma}_x) &= 4p; \\ (\sigma_y - \sigma_x) + (\hat{\sigma}_y - \hat{\sigma}_x) &= -4\tau \cos 2\alpha; \\ \tau_{xy} &= \hat{\tau}_{xy}. \end{aligned} \quad (16)$$

Приведем также некоторые соображения об инвариантности решения (10) относительно величин внешних нагрузок и размера трещины.

Поскольку при всестороннем сжатии ($\tau = 0$) относительные смещения берегов разрыва отсутствуют, тензор напряжения σ_{ij} в выражениях (10) может быть сделан безразмерным путем введения характерного множителя $|\tau|$

$$\sigma_{ij} = |\tau| \tilde{\sigma}_{ij}. \quad (17)$$

Кроме того, введение безразмерных координат позволяет привести к безразмерному виду и потенциал $\Phi(z)$. Положим $\xi = z/l$, где l – полудлина разрыва, тогда

$$\Phi(z) = \Phi(\xi l) = \frac{i\Gamma}{2} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 - 1}} \right). \quad (18)$$

Таким образом, вычисление тензора напряжений σ_{ij} для разрывов разной длины и при разной величине τ мы заменяем вычислением тензора $\tilde{\sigma}_{ij}$ для стандартной нагрузки $\tau = -1$ и для постоянной длины разрыва, равной 2. Переменная часть поля $\tilde{\sigma}_{ij}$ связана только с безразмерным коэффициентом

$$W_0 = \frac{T}{\tau} = \frac{\tau_{xy}^0 - k\sigma_y^0}{\tau} = \frac{\Delta\tau}{\tau} = -kp^* + k \cos 2\alpha + \sin 2\alpha, \quad (19)$$

где $p^* = p/\tau$. Из этого следует, что переменная часть тензора $\tilde{\sigma}_{ij}$, рассчитанная для $W_0 = \text{const}$, будет одинаковой для коэффициентов трения k и внешних нагрузок p^* , удовлетворяющих выражению (19). При $\alpha = \pi/4$ величина W_0 может изменяться лишь в пределах от $+1$ до 0 , при любых других α диапазон изменения W_0 меньше и располагается между величинами $\sin 2\alpha$ и 0 .

Область допустимых нагрузок p^* можно изобразить на оси p^* (рис. 1, в).

Условие (5) преобразуется в условие

$$p^* \geq p_0^* = \cos 2\alpha, \quad (19a)$$

а условие (8a) дает

$$p^* < p_1^* = \cos 2\alpha + \frac{1}{k} \sin 2\alpha; \quad (19b)$$

Таким образом, интервал (p_0^*, p_1^*) – область нагрузок, при которых на берегах трещины возникает скачок смещения. Если $k \rightarrow 0$, то $p_1^* \rightarrow \infty$

Закljučая этот раздел, необходимо отметить важное обстоятельство. Все результаты, полученные для упругой среды, можно перенести согласно вязко-упругой аналогии на линейно-вязкую среду. Для этого необходимо выполнение ряда ограничений: нагружение должно быть простым, силы инерции – малыми, процесс – установившимся, интервал времени таким, чтобы деформации и смещения были невелики. При соблюдении

этих условий полученные из решений задачи теории упругости аналитические выражения для касательных, нормальных и главных напряжений, отвечающие им картины изолиний напряжений и зависимости этих выражений и картин изолиний от различных факторов могут быть перенесены на линейно-вязкую среду с разрывом, по которому идет относительное смещение берегов с постоянной скоростью, причем берега взаимодействуют по закону сухого трения Кулона с постоянным коэффициентом трения k . При этом смещения и деформации необходимо заменить на скорости смещений и скорости деформации, а модули упругости – на коэффициенты вязкости.

2. КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ СТРОЕНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ РАЗРЫВА

В настоящей работе было выполнено количественное исследование закономерностей строения двумерного поля напряжений в окрестностях разрыва (или трещины) с сомкнутыми берегами. Были проведены вычисление и построение изолиний касательных и нормальных напряжений, а также главных напряжений локального поля разрыва, углов их наклона к оси x , их траекторий, а также некоторых параметров локального поля в окрестностях разрыва для внешнего поля, отвечающего одноосному или разным вариантам двуосного сжатия, для различных углов α , для различных значений коэффициента трения⁴ k .

При проведении вычислений полуудлина разрыва l принималась равной 1, а величина касательного напряжения $\tau = \tau_{\max}^0$ – равной -1 , что соответствовало введению безразмерных координат и безразмерных напряжений.

Приведем выражение для компонент тензора напряжений на оси x для случая $\alpha = 45^\circ$.

Вне трещины ($|x| > 1$)

$$\sigma_y = \sigma_x = p; \quad \tau_{xy} = \frac{T|x|}{\sqrt{x^2 - 1}} + k\sigma_y^0, \quad (20)$$

$$|\tau_{\max}| = |\tau_{xy}| = -\frac{T|x|}{\sqrt{x^2 - 1}} - k\sigma_y^0; \quad \sigma_{1,2} = p \pm |\tau_{\max}|.$$

На верхнем берегу трещины ($|x| < 1$)

$$\sigma_y = p; \quad \sigma_x = \frac{-2Tx}{\sqrt{1 - x^2}} + p; \quad \tau_{xy} = k\sigma_y^0;$$

$$|\tau_{\max}| = \sqrt{\frac{T^2 x^2}{1 - x^2} + k^2 \sigma_y^0{}^2}; \quad (21)$$

$$\sigma_{1,2} = -\frac{Tx}{\sqrt{1 - x^2}} + p \pm |\tau_{\max}|.$$

Рассмотрим полученные картины изолиний различных напряжений и их зависимость от ориентации разрыва (угла α), типа исходного поля напряжений (параметра p^*) и величины коэффициента трения между берегами k .

Вычисление и построения картин изолиний были проведены для различных вариантов значений параметров задачи и могут быть разбиты на три основные серии.

1 серия – исследование влияния на локальное поле разрыва его ориентации. Оно проводилось для случая исходного поля одноосного сжатия ($\sigma_1^0 = 0$, $\sigma_2^0 = -2$, $p = \tau = -1$, $p^* = 1$) и отсутствия трения ($k = 0$) при пяти различных значениях угла: $\alpha = 15, 30; 45; 60; 75^\circ$. Для этих случаев величины безразмерного падения напряжений $\Delta\tau/\tau$ были равны 0,5; 0,866; 1; 0,866; 0,5 соответственно.

⁴ Отвечающие этому расчету картины изолиний напряжений τ_{\max} , σ_1 и траекторий главных напряжений для случая $\alpha = 45^\circ$, $p = \tau = -1$, $p^* = 1$, $k = 0; 0,2; 0,8$, $\Delta\tau/\tau_{\max} = 1,0; 0,8; 0,2$ были приведены ранее в работах [8, 10, 11].

2 серия – исследование влияния на локальное поле разрыва коэффициента трения. Оно проводилось для случая исходного поля одноосного сжатия при трех значениях коэффициента трения: $k = 0; 0,2; 0,8$; $\Delta\tau/\tau = 1; 0,8; 0,2$.

3 серия – исследование влияния на локальное поле разрыва коэффициента трения и всестороннего сжатия. Оно проводилось для двух вариантов – для двух значений угла α : 30 и 60° . Для варианта $\alpha = 30^\circ$ сопоставлялись случай одноосного сжатия ($p = \tau = -1$, $p^* = 1$) при отсутствии трения ($k = 0$; $\Delta\tau/\tau = 0,866$) и случай двуосного сжатия ($\sigma_1^0 = -1$; $\sigma_2^0 = -3$; $p = -2$, $\tau = -1$, $p^* = 2$) при наличии трения ($k = 0,1$, $\Delta\tau/\tau = 0,716$). Для варианта $\alpha = 60^\circ$ сопоставлялись случай одноосного сжатия ($p^* = 1$) при отсутствии трения ($k = 0$; $\Delta\tau/\tau = 0,866$) и случай двуосного сжатия ($\sigma_1^0 = -2$, $\sigma_2^0 = -4$; $p = -3$; $\tau = -1$; $p^* = 3$) при наличии трения ($k = 0,2$, $\Delta\tau/\tau = 0,166$).

Прежде чем переходить к рассмотрению локальных полей каждого из напряжений, отметим основные общие свойства картин изолиний напряжений τ_{\max} , τ_{xy} , σ_1 , σ_2 , σ_x , σ_y и углов α_2 , составляемых осью σ_2 локального поля с осью x .

1. Все они имеют центрально-симметричный характер, что определяется четностью потенциала $\Phi(z)$: $\Phi(z) = \Phi(-z)$.

2. Все они имеют морфологически одинаковое строение для различных значений $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = T/\tau = W_0$ при одинаковых углах α .

3. Поле напряжений имеет особые точки в концах разрыва, т.е. компоненты тензора напряжений τ_{xy} , σ_x и главные напряжения τ_{\max} , σ_1 , σ_2 , вообще говоря, неограниченно растут при приближении к этим точкам.

4. Компоненты тензора напряжений и главные напряжения локального поля разрыва для углов $\alpha_1 = 45^\circ - \gamma$ и $\alpha_2 = 45^\circ + \gamma$ при $k = 0$ оказываются связанными соотношениями

$$\begin{aligned} \tau_{\max}(z, 45^\circ - \gamma) &= \tau_{\max}(\bar{z}, 45^\circ + \gamma); \\ \sigma_1(z, 45^\circ - \gamma) + \sigma_2(\bar{z}, 45^\circ + \gamma) &= 2p; \\ \tau_{xy}(z, 45^\circ - \gamma) &= \tau_{xy}(z, 45^\circ + \gamma); \\ \sigma_x(z, 45^\circ - \gamma) &= \sigma_x(z, 45^\circ + \gamma) + 2\tau \cos[2(45^\circ - \gamma)]; \\ \sigma_y(z, 45^\circ - \gamma) &= \sigma_y(z, 45^\circ + \gamma) - 2\tau \cos[2(45^\circ - \gamma)]; \\ \alpha_2(z, 45^\circ - \gamma) &= 90^\circ - \alpha_2(\bar{z}, 45^\circ + \gamma). \end{aligned} \quad (22)$$

5. По разные стороны от разрыва на одинаковом расстоянии от него (в различных крыльях разрыва, т.е. в точках с координатами x , y и x , $-y$) напряжения $|\tau_{xy}|$ оказываются всегда равными друг другу, а напряжения $|\tau_{\max}|$, σ_1 , σ_2 , σ_x , σ_y , углы α_1 и α_2 (углы наклона главных напряжений σ_1 и σ_2 к оси x) оказываются всегда различными⁵. К линии разрыва с разных сторон могут подходить на одних частях разрыва различные главные напряжения (с разными индексами), а на других частях – одноименные главные напряжения.

Локальное поле напряжений τ_{\max} . На рис. 2 приведены изолинии модуля максимального касательного напряжения $|\tau_{\max}|$ локального поля в окрестностях разрыва, полученные из выражения (12). Рассмотрим вначале основные общие черты строения полей $|\tau_{\max}|$ и их зависимость от величины k (или $\Delta\tau/\tau_{\max}^0$) на примере варианта $\alpha = 45^\circ$ (дающего наиболее простые картины изолиний) при значениях параметров задачи $\sigma_1^0 = 0$; $\sigma_2^0 = -2$; $p^* = 1$ (одноосное сжатие); $k = 0; 0,2$ и $0,8$; $|T| = 1,0; 0,8; 0,2$ (рис. 2, в, ж).

Из двух последних выражений (16) видим, что в случае $\alpha = \pi/4$ (и только в этом случае) картины изолиний $|\tau_{\max}|$ имеют две оси симметрии (оси x и y). Эти картины для случаев $k = 0,2$ и $k = 0$ неплохо согласуются с полями τ_{\max} , полученными на моделях в [11, 13]. Основные особенности этих схем уже были охарактеризованы по

⁵ За исключением случая $|\tau_{\max}|$ при $\alpha = 45^\circ$.

результатам исследований моделей, но теоретические расчеты позволяют существенно уточнить и дополнить их количественные характеристики.

Картины изолиний $|\tau_{\max}|$ для различных T имеют качественно одинаковый характер. В каждой картине можно выделить четыре основные области изменения $|\tau_{\max}|$ (рис. 2, в, ж).

1. Эллипсообразная область (I) сильного снижения $|\tau_{\max}|$ около разрыва, образуемая замкнутыми изолиниями. Внешнюю границу этой области при $|T| = 1$ и $|T| = 0,8$ образуют изолинии порядка 0,9, а при $|T| = 0,2$ – изолиния $\sim 0,95$. В пределах этой области значения $|\tau_{\max}|$ снижаются от краев к ее центру, совпадающему с серединой разрыва, и достигают в центре минимального значения, равного величине k .

2. Две области концевых максимумов (II) – области повышения и концентрации напряжений $|\tau_{\max}|$ вблизи концов разрыва. Внешними границами этих областей являются изолинии $|\tau_{\max}| = |\tau_{\max}^0| = 1$.

3. Область слабого понижения $|\tau_{\max}|$ (III), окружающая область I и образованная четырьмя “лепестками”. Внутри каждого лепестка минимальные значения $|\tau_{\max}|$ достигают $\sim 0,79$ при $|T| = 1$; $\sim 0,83$ при $|T| = 0,8$ и $0,96$ при $T = 0,2$. Внешней границей этой области, отделяющей ее от областей II и IV, являются изолинии $|\tau_{\max}| = 1$.

4. Два “боковых максимума” (IV) – области слабого повышения $|\tau_{\max}|$, лежащие на линии, перпендикулярной линии разрыва⁶. В их пределах $|\tau_{\max}|$ растут от краев к “центру”. Максимальные значения $|\tau_{\max}|$ составляют в “центре” примерно 1,09; 1,07 и 1,02 для $|T|$, равных 1; 0,8 и 0,2. Внешней границей этих областей, отделяющей их от областей II и III, служат изолинии $|\tau_{\max}^0| = 1$.

Отметим, что положение изолиний $|\tau_{\max}|$ при всех k сохраняется неизменным. Изолинии, разделяющие области IV и III, удалены от середины разрыва на расстояние около 0,785l.

Чтобы охарактеризовать поведение $|\tau_{\max}|$ на самом разрыве и около его концов, на рис. 3, а были построены графики зависимости значений $|\tau_{\max}|$ от координаты x : при $y = 0$.

Влияние коэффициента трения. Рассмотрение картин изолиний $|\tau_{\max}|$ для угла $\alpha = 45^\circ$ при трех различных значениях k (0; 0,2 и 0,8), которым отвечают значения $|T| = 1,0$; 0,8 и 0,2 (рис. 2, в и 2, ж) и эпюр τ_{\max} на оси x (рис. 3, а), показывает, что при $k = 0$ искажения исходного поля выражены наиболее резко, с ростом k (с падением $|T|$) величина этих искажений снижается. Картины изолиний и эпюры $|\tau_{\max}|$ для случаев $|T| = 1,0$ ($k = 0$) и $|T| = 0,8$ ($k = 0,2$) весьма близки друг к другу; наиболее заметно их расхождение в окрестностях середины разрыва. Для случая $|T| = 0,2$ ($k = 0,8$) количественное различие с предыдущими случаями весьма значительное. В этом случае наибольшие изменения $|\tau_{\max}|$ в каждой из областей выражены существенно менее резко, величины $|\Delta\tau_{\max}|$ в этом случае примерно в 5 раз меньше, чем в случае $|T| = 1$, и в 4 раза меньше, чем в случае $|T| = 0,8$. Таким образом, влияние роста коэффициента трения k проявляется в существенном снижении величин $\Delta\tau_{\max}$ – величин изменения напряжений – относительно их значений в исходном поле.

Влияние изменения ориентации разрыва. Как видно из рис. 2, величина угла α является основным параметром, определяющим морфологию картин изолиний $|\tau_{\max}|$. При отклонении угла α от 45° как в сторону меньших, так и в сторону больших углов α они теряют свойство зеркальной симметрии относительно осей x и y , морфология картин изолиний $|\tau_{\max}|$ существенно изменяется, а абсолютные значения изменений $|\tau_{\max}|$ – величины $|\Delta\tau_{\max}|$ снижаются тем сильнее, чем больше величина γ – величина отклонения угла α от 45° . Наиболее сильно изменяется форма области I. Она разделяется на две половины, два “полуэллипса”, которые сдвигаются одна относительно другой тем сильнее, чем больше γ . Боковые максимумы (IV) и области слабого по-

⁶ Заметим, что существование в локальном поле разрыва этих областей, названных нами “боковыми максимумами” и их основные черты были впервые установлены в экспериментах [2, 11, 13 и др.], а затем подтверждены теоретическими расчетами [10, 11, 23, 25 и др.].

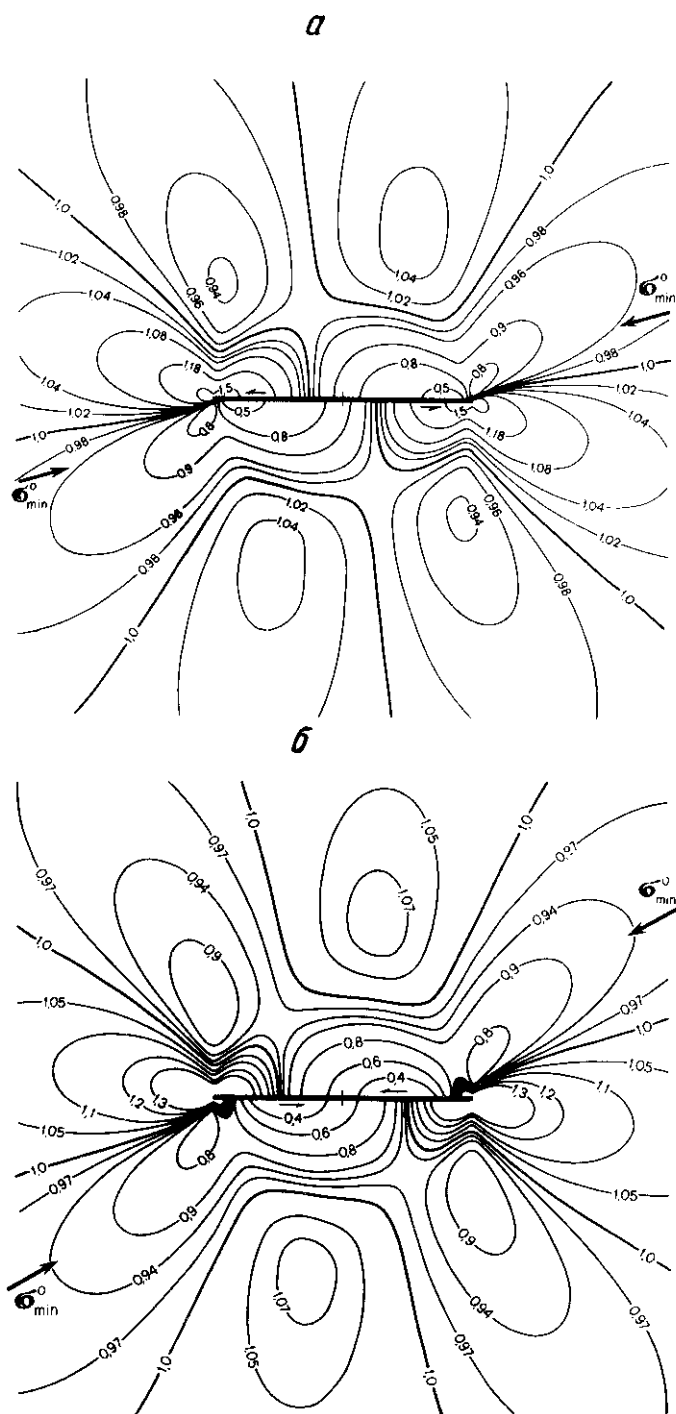


Рис. 2. Изолинии модуля максимальных касательных напряжений τ_{\max} локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов параметров задачи

$a - d$: исходное поле – одноосное сжатие ($p^* = 1$), $k = 0$; углы α равны: $a - 15^\circ$, $b - 30^\circ$, $в - 45^\circ$, $г - 60^\circ$, $d - 75^\circ$; $e, з$: исходное поле – двуосное сжатие; e : $p^* = 2$, $k = 0,1$, $\alpha = 30^\circ$; $з$: $p^* = 3$, $k = 0,2$, $\alpha = 60^\circ$; $ж$: исходное поле – одноосное сжатие ($p^* = 1$), $k = 0,8$; $\alpha = 45^\circ$; значения $T/\tau = \Delta t/\tau_{\max}^0$ для $a-з$ составляют соответственно: 0,5; 0,866; 1; 0,866; 0,5; 0,716; 0,2; 0,166

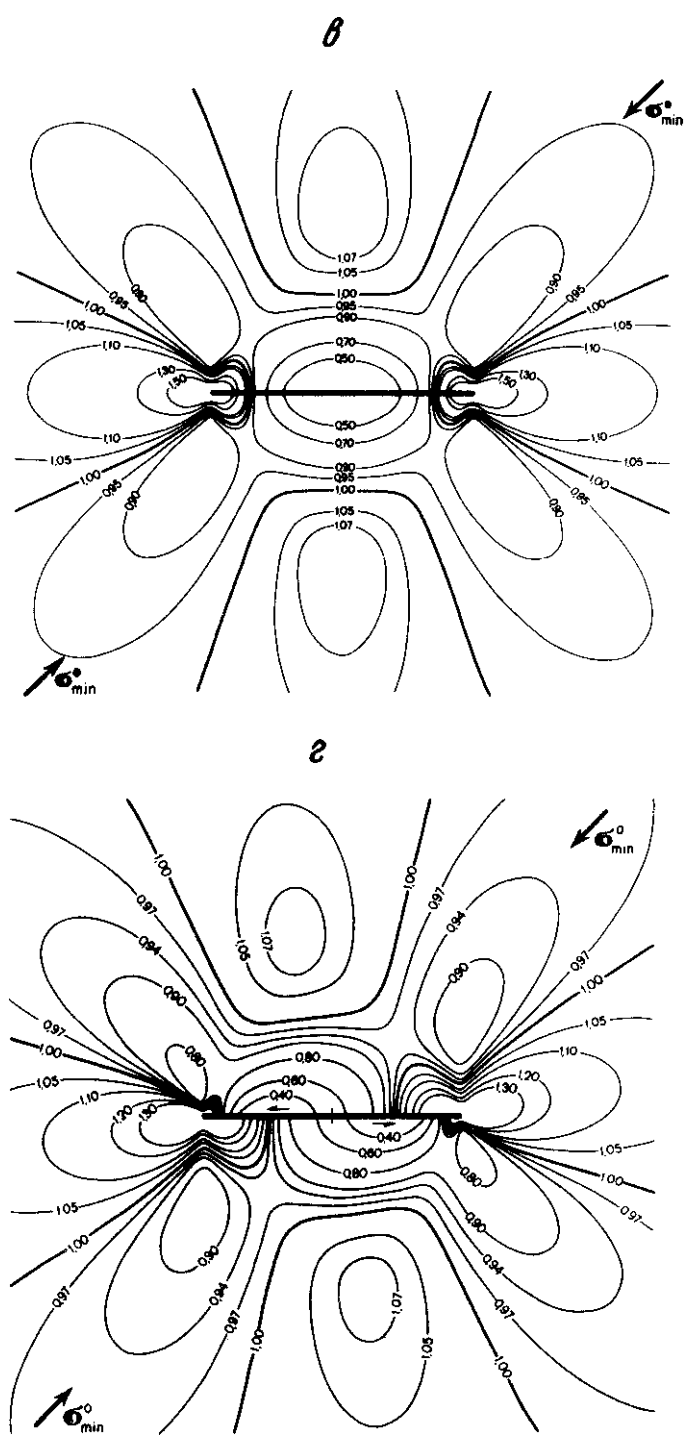


Рис. 2 (продолжение)

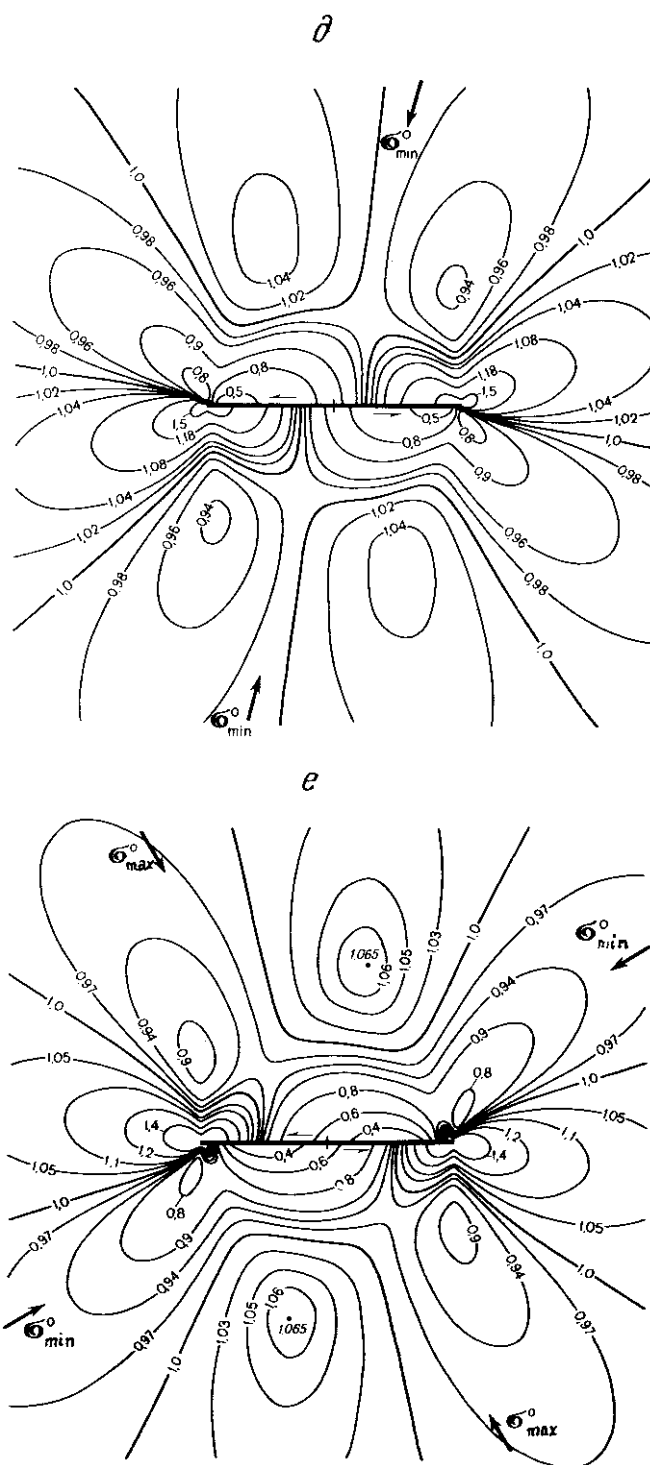


Рис. 2 (продолжение)

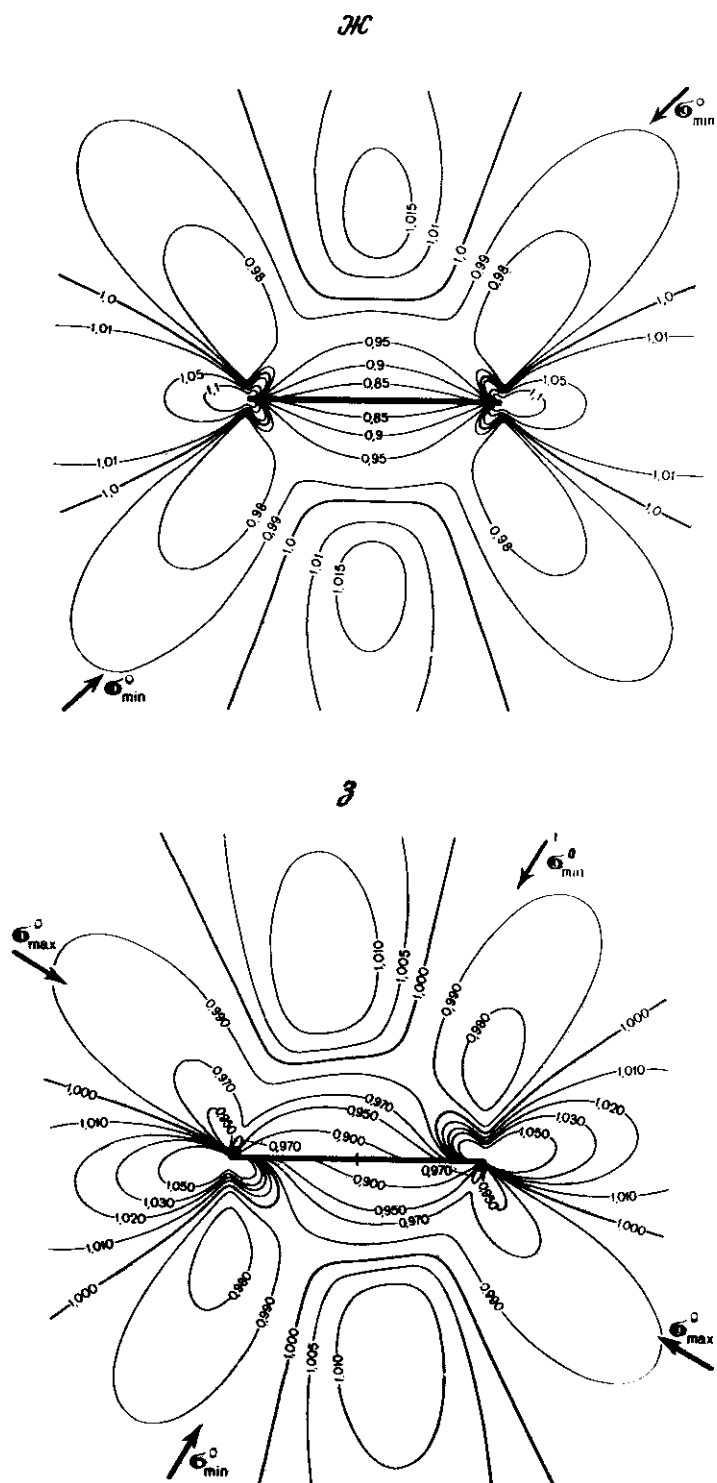


Рис. 2 (окончание)

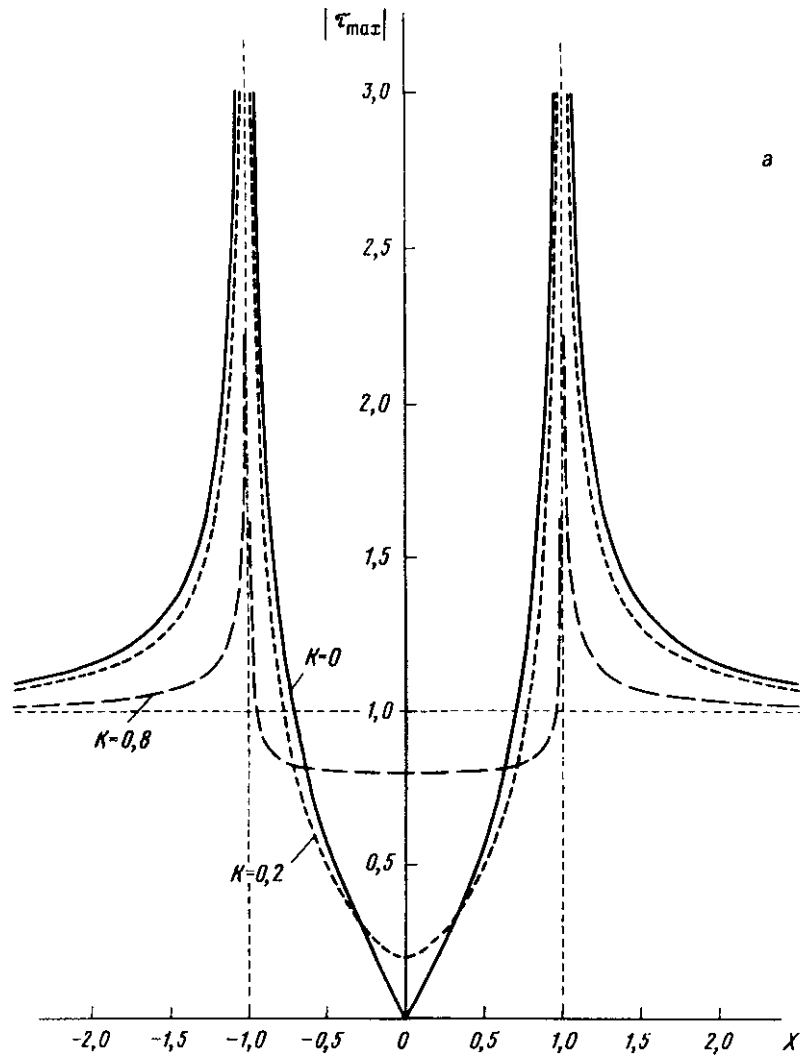


Рис. 3. Изменение напряжений локального поля по оси x (на линии разрыва)

a – напряжений $|\tau_{\max}|$ ($p^* = 1$, $\alpha = 45^\circ$; $k = 0; 0,2; 0,8$. $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 1; 0,8; 0,2$ соответственно); b – напряжений τ_{\max} ($p^* = 1$, $k = 0$, $\alpha = 15, 30, 45, 60, 75^\circ$. $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,5; 0,866; 1,0; 0,866; 0,5$ соответственно); c – напряжений σ_1 ($p^* = 1$, $\alpha = 45^\circ$, $k = 0; 0,2; 0,8$); d – напряжений σ_1 ($p^* = 1$, $k = 0$; $\alpha = 15, 30, 45, 60, 75^\circ$); e – углов α_2 ($p^* = 1$, $\alpha = 45^\circ$, $k = 0; 0,2; 0,8$); e – углов α_2 ($p^* = 1$, $k = 0$; $\alpha = 15, 30, 45, 60, 75^\circ$)

нижения (III) поворачиваются против часовой стрелки при $\alpha > 45^\circ$ и по часовой стрелке при $\alpha < 45^\circ$. Весьма заметно изменяется форма концевых максимумов (II); они теряют симметрию относительно оси x и деформируются таким образом, что при $\alpha < 45^\circ$ область концевого максимума располагается преимущественно в секторе сжатия, а при $\alpha > 45^\circ$ – в секторе растяжения. При $k = 0$ картины изолиний τ_{\max} для углов $\alpha = 45^\circ - \gamma$ и $\alpha = 45^\circ + \gamma$ можно получить друг из друга путем зеркального отражения относительно оси y . При отличных от нуля, но малых значениях k эти картины не совпадают точно, но близки друг к другу.

Характер изменения величин $|\tau_{\max}|$ на оси x (на линии разрыва) при различных α для случая $k = 0$ показан на рис. 3, б. На нем хорошо видно, что точка, отвечающая ми-

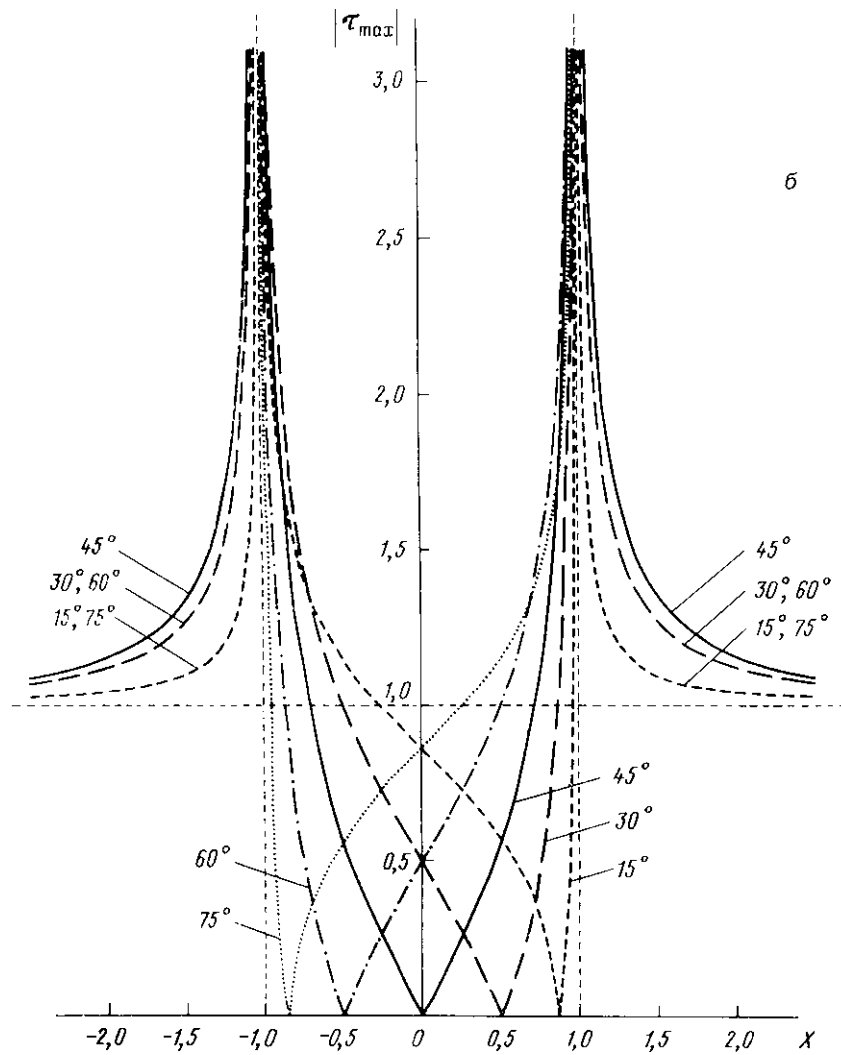


Рис. 3 (продолжение)

нимальному значению τ_{\max} в области I (для $k = 0$ это минимальное значение равно 0), смещается к правому концу разрыва при $\alpha < 45^\circ$ и к левому концу при $\alpha > 45^\circ$ тем сильнее, чем больше γ . При k , отличном от нуля, точка минимума $|\tau_{\max}|$ будет также располагаться на разрыве и смещаться качественно таким же образом, величина $|\tau_{\max}|$ в этой точке будет тем больше, чем больше k .

Влияние величины параметра нагружения (безразмерного всестороннего сжатия) p^* . Из формул (11а) и (20), (21) следует, что увеличение значения p^* при постоянном α и k должно влиять на изолинии величин $|\tau_{\max}|$ качественно так же, как увеличение k при постоянных α и p^* . Рост p^* , как и рост k , должен вести к уменьшению параметра $T = \Delta\tau$, что сопровождается падением значений $\Delta\tau_{\max}$. Однако влияние величины p^* проявляется слабее, чем влияние величины k . Нужно отметить, что для углов $45^\circ - \gamma$ величины T и $\Delta\tau_{\max}$ с ростом p^* и k оказываются заметно выше, чем для углов $45^\circ + \gamma$. В целом изменения величин $|\tau_{\max}|$ оказываются тем больше, чем мень-

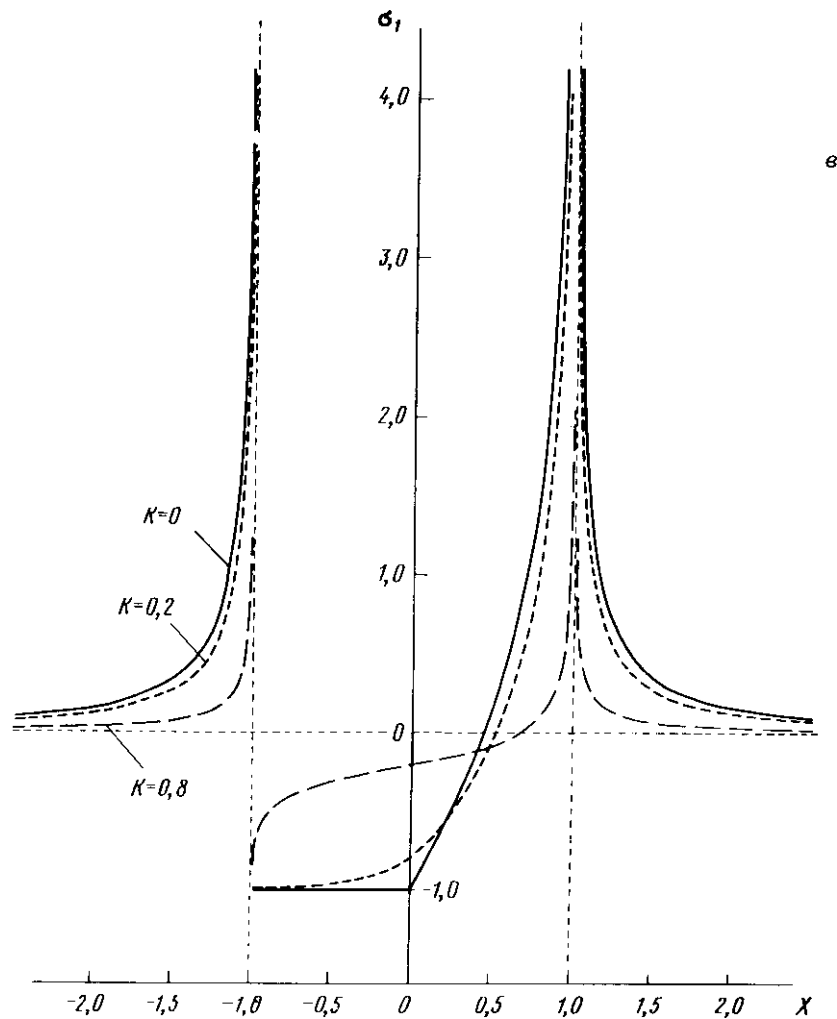


Рис. 3 (продолжение)

ше величины k и p^* и чем ближе угол α к углу α_{\max} ($\alpha_{\max} = (1/2)\arctg 1/k$)⁷. Максимальные изменения поля $|\tau_{\max}|$ при любых p^* достигаются при $k = 0$; $\alpha = 45^\circ$. Для k , отличного от нуля, максимальные изменения достигаются при угле $\alpha_{\max} = 1/2 \arctg 1/k$. Если заданы k и α , то изменения максимальны при наименьшем p^* .

Локальное поле главных напряжений σ_1 . Изолинии значений алгебраически максимального главного напряжения σ_1 в окрестностях плоского разрыва показаны на рис. 4. Картины изолиний для различных значений k , p^* (или T) и углов α качественно практически одинаковы; изменения угла α лишь немного меняют форму изолиний. Каждая такая картина может быть условно разделена на четыре области, границами которых служат изолинии $\sigma_1 = \sigma_1^0$. (Эти изолинии показаны на рис. 4 утолщенными линиями). При изменении величины T из-за изменения значений k , p^* или α положение этих изолиний несколько изменяется – они смещаются относительно оси x . Назовем области, лежащие на рис. 4 выше разрыва: правую – 1, левую – 2, а области ниже разрыва: ле-

⁷ См. следующую статью Д.Н. Осокиной в настоящем сборнике.

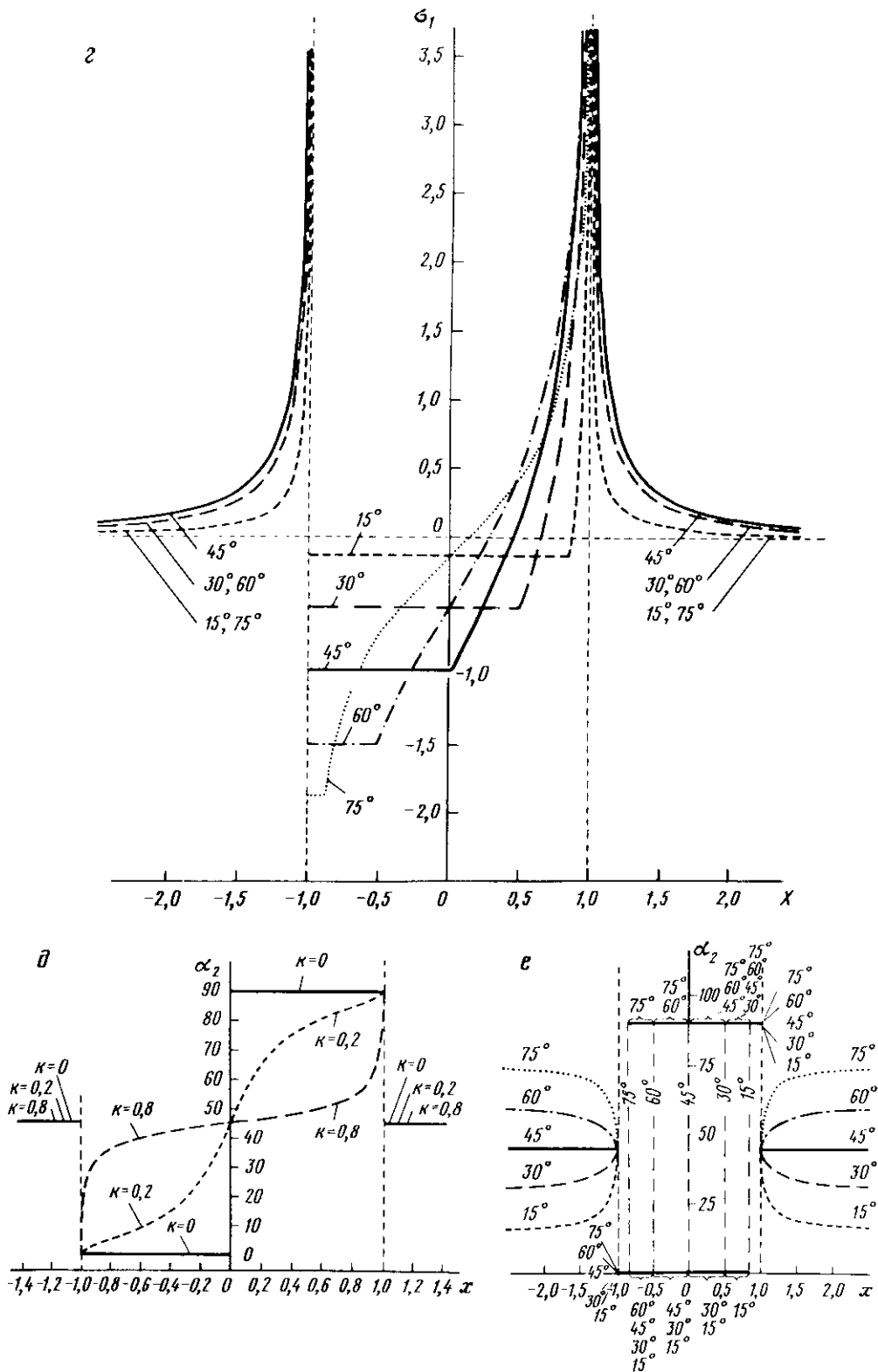


Рис. 3 (окончание)

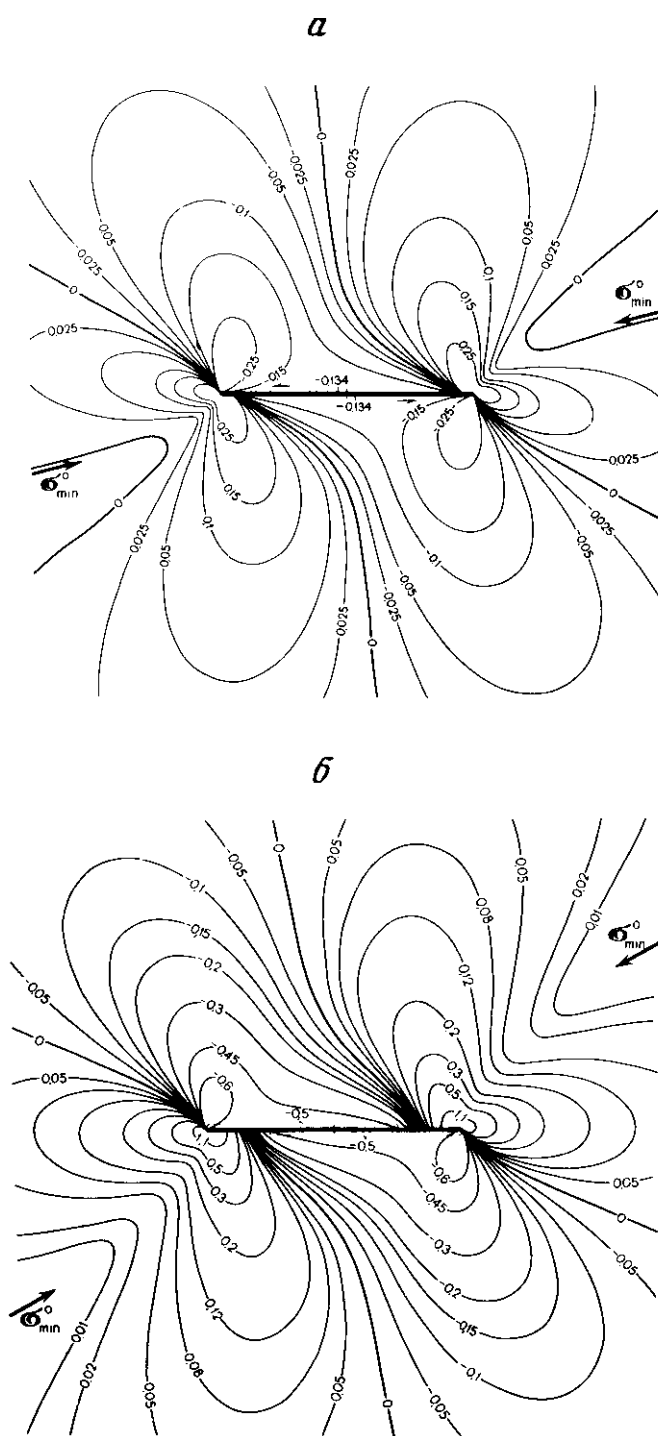


Рис. 4 Изолинии главных напряжений σ_1 локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов параметров задачи (таких же, как на рис. 2, а-з)

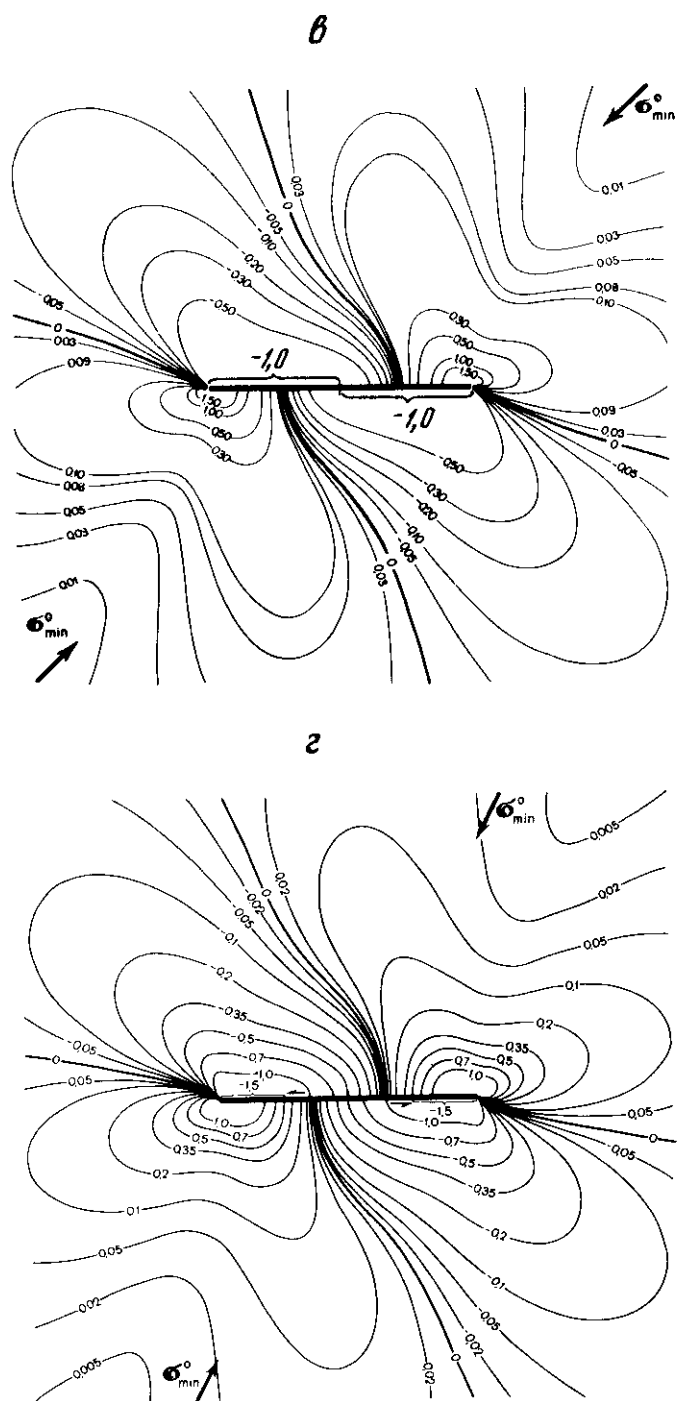


Рис. 4 (продолжение)

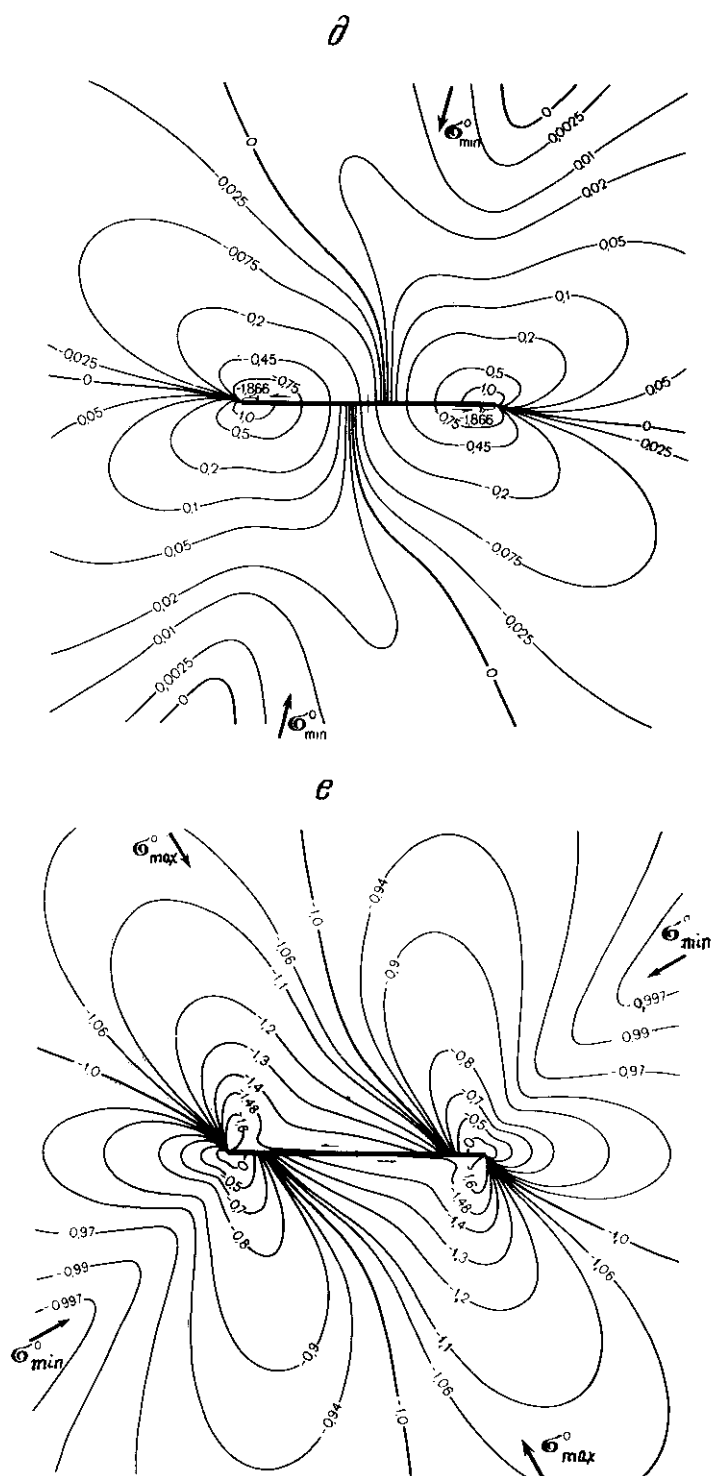


Рис. 4 (продолжение)

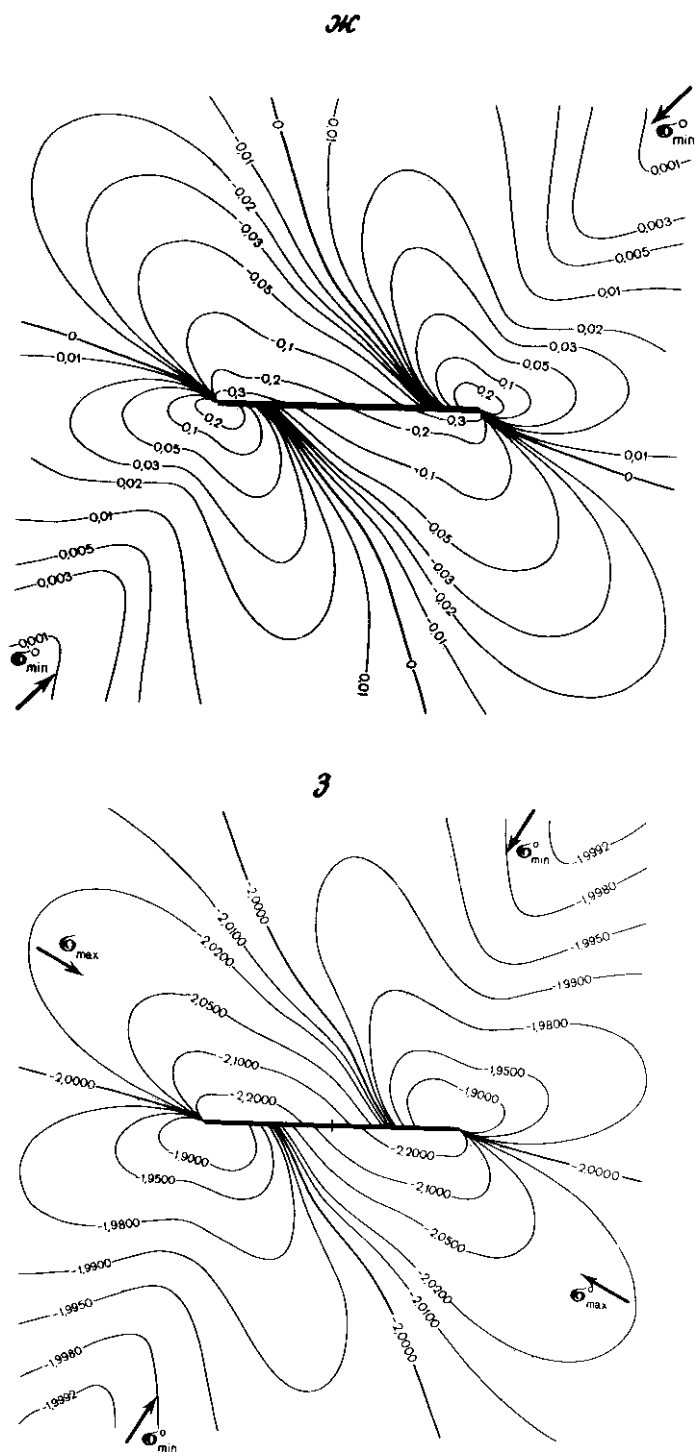


Рис. 4 (окончание)

вую – 3, правую – 4. Основная особенность картины изолиний σ_1 состоит в том, что в областях 1 и 3 величины $\sigma_1 > \sigma_1^0$, т.е. главные напряжения σ_1 в этих областях либо растягивающие, либо сжатие в них меньше, чем в исходном поле, тогда как в областях 2 и 4 $\sigma_1 < \sigma_1^0$, т.е. эти напряжения – всегда сжимающие и сжатие здесь выше, чем в исходном поле. Будем в дальнейшем называть области 1 и 3, в пределах которых величина $\sigma_1 > \sigma_1^0$, секторами “растяжения” (относительно напряжения σ_1), а области 2 и 4, в пределах которых $\sigma_1 < \sigma_1^0$ – секторами сжатия. Отметим, что линии раздела этих секторов $\sigma_1 = \sigma_1^0$ не проходят через середину разрыва.⁸

Изменение параметров изолиний показывает, что при движении из бесконечности к разрыву значения главных напряжений σ_1 в областях 2 и 4 падают по алгебраической величине, а в областях 1 и 3 – растут, достигая максимума вблизи конца разрыва. При любых значениях α , p^* и k вблизи концов разрыва в секторах “растяжения” возникают участки, где напряжения σ_1 становятся растягивающими и неограниченно растут при приближении к концам разрыва. Эксперименты с моделями и геологические наблюдения показывают, что именно в этом месте в реальных материалах наблюдается зарождение вторичных отрывов. Эти отрывы направлены вначале почти перпендикулярно основному разрыву, поскольку напряжения σ_1 вблизи правого конца разрыва почти параллельны его простиранию (см. рис. 3,7,8).

Влияние изменения ориентации разрыва при постоянных значениях k и p^ .* Изменение угла α вызывает как некоторые качественные, так и количественные изменения картины изолиний σ_1 , не изменяя, однако, описанных выше основных ее свойств. Значение угла α определяет положение линий раздела плоскости на 4 области $\sigma_1 = \sigma_1^0$. При изменении угла α эти изолинии смещаются вдоль оси x вправо (при $\alpha < 45^\circ$) или влево (при $\alpha > 45^\circ$) от положения этой изолинии при $\alpha = 45^\circ$. Количественные изменения значений $\sigma_1 (\Delta\sigma_1 = \sigma_1 - \sigma_1^0)$ вблизи разрыва и на нем оказываются тем сильнее, чем больше угол α (рис. 3, δ).

Влияние изменений значений k и p^ .* Повышение значений k и p^* вызывает уменьшение величины T и приводит к падению изменений $\Delta\sigma_1$ аналогично тому, как это наблюдалось у величин $|\tau_{\max}|$.

Графики изменения значений σ_1 на оси x , рассчитанные из выражений (20) и (21), показаны на рис. 3, в, г. При движении по разрыву справа налево напряжения σ_1 падают, проходят через нуль, становятся отрицательными и стремятся к предельному значению, равному σ_y^0 . Например, для случая $\alpha = 45^\circ$ ($k = 0$) $\sigma_1 = -1 = \sigma_y^0$ при $-1 < x \leq 0$ и ориентировано здесь по нормали к разрыву.

Локальное поле главных напряжений σ_2 . Изолинии значений алгебраически минимального главного напряжения σ_2 в окрестностях плоского разрыва для тех же различных значений α , k и p^* показаны на рис. 5.

Отметим, что для двух специальных случаев, когда 1) $k = 0$; α и p^* произвольны и 2) $\alpha = \pi/4$, k и p^* произвольны, картина изолиний σ_2 для каждого набора параметров задачи тождественна картине, которая получится, если совершить зеркальное отображение картины изолиний σ_1 относительно оси x (или оси y) и заменить параметр каждой изолинии σ_1 величиной $-\sigma_1 + 2p$.

Это следует из приведенных выше соотношений (22):

$$\sigma_1(z, 45^\circ - \gamma) = -\sigma_2(\bar{z}, 45^\circ + \gamma) + 2p \quad (22a)$$

выполняющихся при $k = 0$ для любых α , а для $\alpha = 45^\circ$ – при любых k и p^* , так как в этих случаях $T(45^\circ - \gamma) = T(45^\circ + \gamma)$.

Разделим картину изолиний σ_2 на четыре области, границами которых служат изолинии $\sigma_2 = \sigma_2^0$, (показанные на рис. 5 утолщенными линиями), и пронумеруем их в том же

⁸ Положение линий $\sigma_1 = \sigma_{\max} = \sigma_1^0$ очень важно. Эти линии отделяют области, где $\sigma_{\max} = \sigma_1$, от областей, где $\sigma_{\max} = \sigma_2$, при рассмотрении частного случая трехмерного поля, которое было проведено в работах [12, 13] и легло в основу построения схем прогноза вторичных нарушений в окрестностях разрыва.

порядке, как на картине изолиний σ_1 . В рассматриваемых случаях на всей плоскости напряжения σ_2 – сжимающие ($\sigma_2 < 0$).

Изменение параметров изолиний показывает, что при движении из бесконечности к разрыву абсолютные значения сжимающих напряжений σ_2 в областях 1 и 3 падают, а в областях 2 и 4 – растут. Таким образом, для напряжений σ_2 (так же, как и для напряжений σ_1) области 1 и 3 являются областями ослабления сжатия, а области 2 и 4 – областями повышения сжатия по сравнению с исходным полем.

Влияние изменения угла α , параметров k и p^ .* Для картин изолиний σ_2 изменение угла α (так же как это отмечалось для изолиний σ_1) вызывает некоторое смещение изолиний $\sigma_2 = \sigma_2^0$ вдоль оси x вправо или влево от положения этой изолинии при $\alpha = 45^\circ$. Количественные изменения значений σ_2 вблизи разрыва и на нем оказываются (как и для σ_1) тем сильнее, чем больше угол α . Точно так же, как у значений σ_1 , рост величин k и p^* приводит к падению изменений величины σ_2 ($\Delta\sigma_2$). Графики изменения σ_2 по оси x для разных k или разных α мы не приводим, но их легко представить исходя из графиков на рис. 3, в, г и соотношений (22 а).

Локальные поля напряжений τ_{xy} , σ_x и σ_y . Картины изолиний этих напряжений для двух вариантов параметров задачи приведены на рис. 6.

Основные свойства всех этих картин изолиний: 1) наличие у них двух осей зеркальной симметрии x и y , делящих картину на морфологически тождественные части; 2) независимость морфологии картины для каждого из этих напряжений от угла α ; 3) величины изменения напряжений максимальны для случая $k = 0$, они оказываются тем меньше, чем больше значения k и p^* .

Картины изолиний τ_{xy} по морфологии близки к картинам для $|\tau_{\max}|$ при $\alpha = 45^\circ$; в них можно выделить те же четыре области: сильного понижения τ_{xy} вблизи разрыва (I); концентрации τ_{xy} у концов разрыва (II); слабого понижения (III) и боковые максимумы (IV). При переходе через разрыв величина τ_{xy} не испытывает скачка. В картинах изолиний σ_x и σ_y четко выделяются области “растяжения” (снижения сжатия) 1 и 3 и области “сжатия” (повышения сжатия) 2 и 4, разделенные в этом случае осями ox и oy . Для любых x и y (любых z) выполняются соотношения

$$\begin{aligned}\sigma_x(z) + \sigma_x(\bar{z}) &= 2\sigma_x^0 = 2p + 2\tau \cos 2\alpha; \\ \sigma_y(z) + \sigma_y(\bar{z}) &= 2\sigma_y^0 = 2p - 2\tau \cos 2\alpha.\end{aligned}\tag{23}$$

Каждой изолинии $\sigma_x(z)$ или $\sigma_y(z)$ с параметром α в областях 1 и 3 отвечают морфологически тождественные изолинии с параметром $(2\sigma_x^0 - \alpha)$ или $(2\sigma_y^0 - \alpha)$ в областях 2 и 4.

В картинах изолиний σ_x на всей оси y (при $x = 0$) и на части оси x (при $y = 0$) вне разрыва ($|x| > 1$) выполняется условие $\sigma_x = \sigma_x^0$. Вблизи обоих концов разрыва возникают симметричные (по форме) относительно оси y области концентрации напряжений. При движении по разрыву слева направо значения σ_x изменяются от $-\infty$ (при $x = -1$) до $+\infty$ (при $x = +1$). Соответственно в областях 1 и 3 вблизи концов разрыва при любых p^* и k возникают области, в пределах которых $\sigma_x > 0$; размер этих областей тем больше, чем меньше p^* и k . При переходе через разрыв напряжение σ_x терпит скачок; в разных крыльях разрыва σ_x всегда различны.

В картинах изолиний σ_y на всей оси y и на всей оси x выполняется условие $\sigma_y = \sigma_y^0$. Таким образом, переход через линию разрыва не вызывает скачка напряжения σ_y , однако при движении вверх или вниз от разрыва σ_y изменяется противоположным образом. Области концентрации напряжений σ_y вблизи концов разрыва не образуются. При углах $\alpha < 45^\circ$ вблизи концов разрыва могут возникать области, в которых σ_y становится растягивающим.

Изолинии углов α_2 и траектории главных нормальных напряжений σ_1 и σ_2 . На рис. 7 и 8 показаны картины “изоκлин” – изолиний углов α_2 , которые главные напряжения σ_2 в каждой точке составляют с осью x , и построенные на основе этих картин траектории главных напряжений σ_1 и σ_2 локального поля разрыва для различных значений α , k и p^* . Отметим их основные особенности.

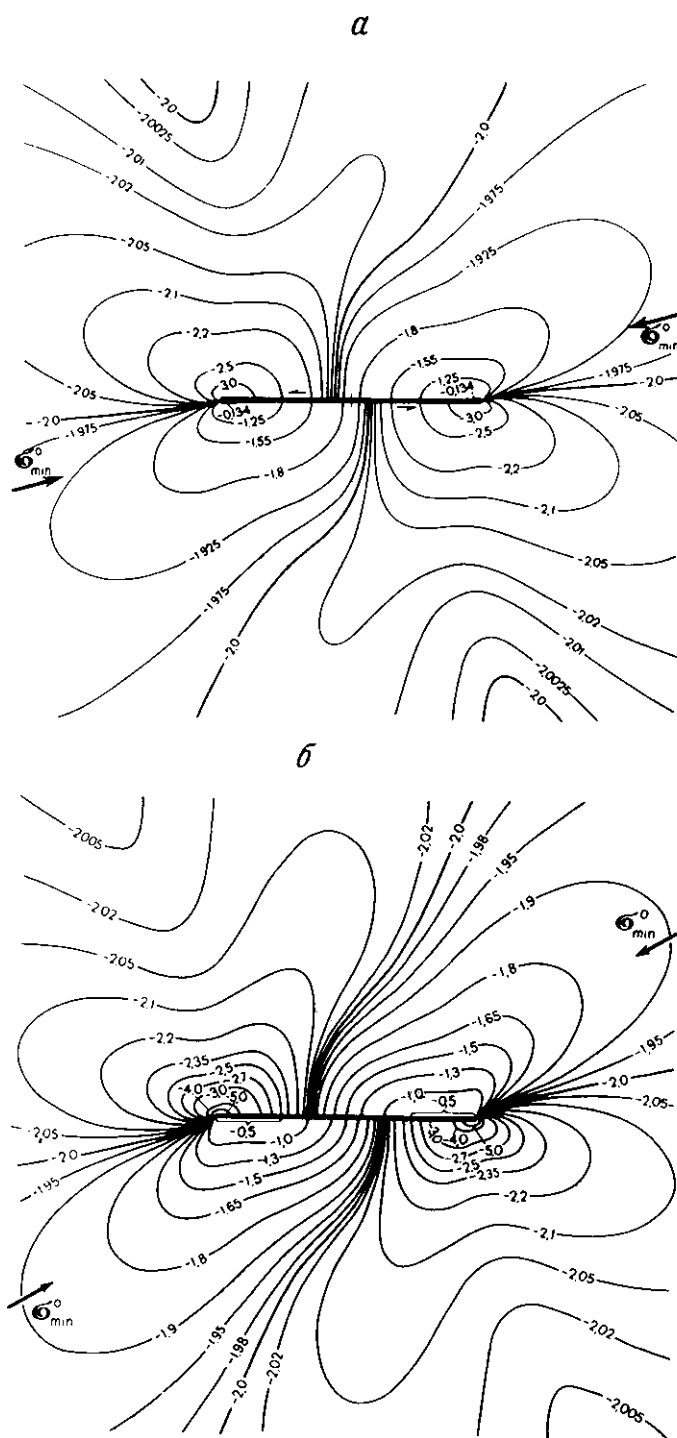


Рис. 5. Изолинии главных напряжений σ_2 локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов параметров задачи (таких же, как на рис. 2, а-з)

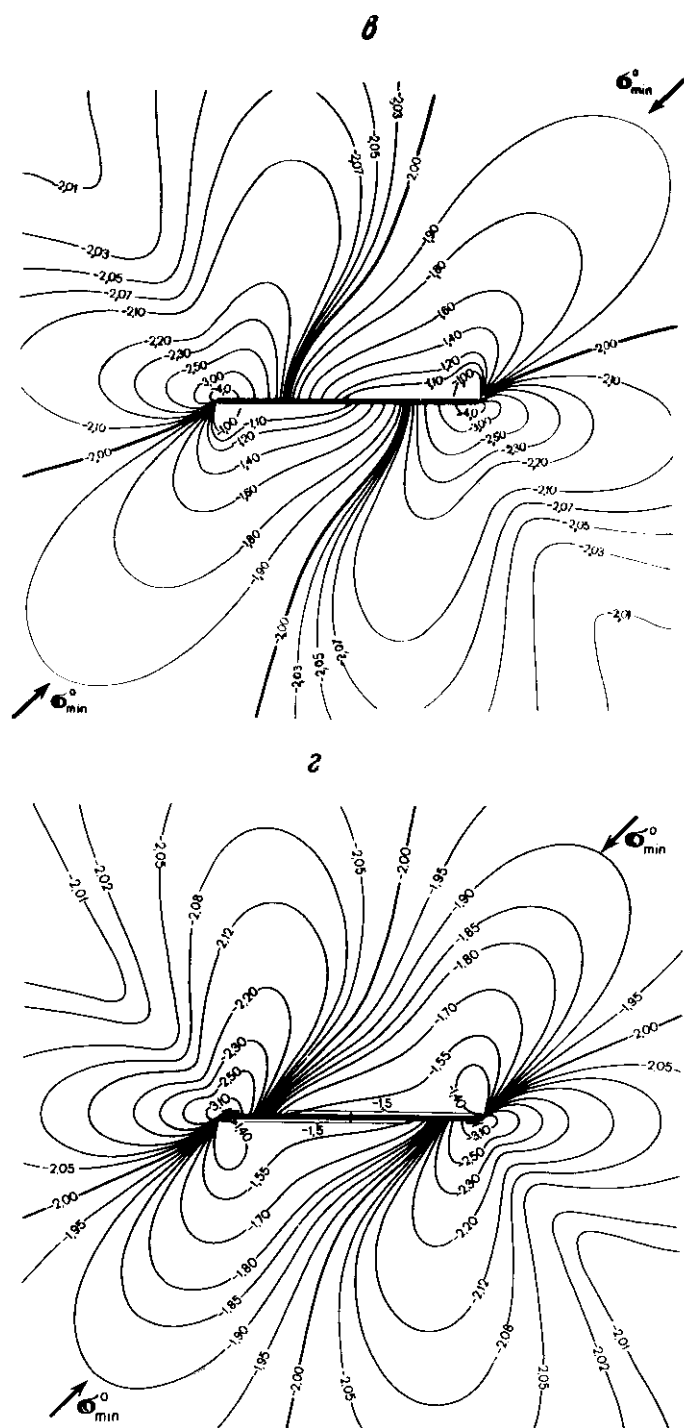


Рис. 5 (продолжение)

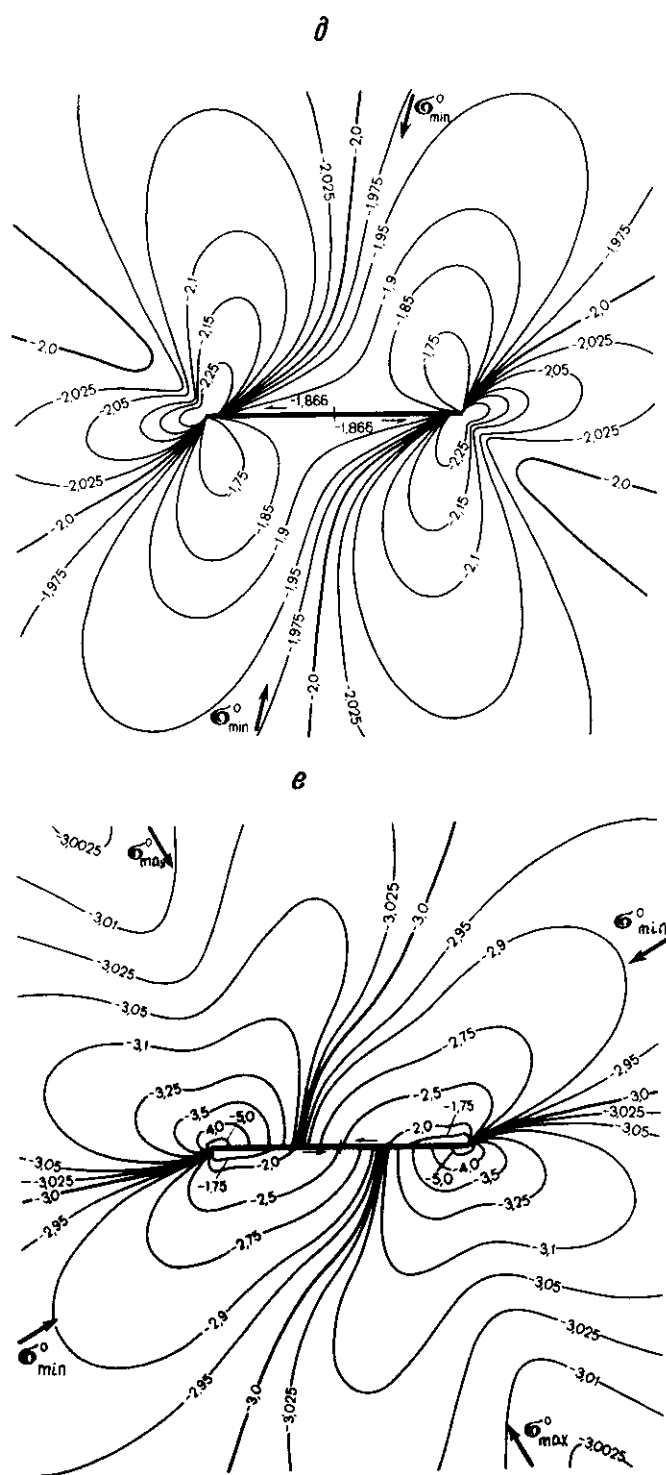


Рис. 5 (продолжение)

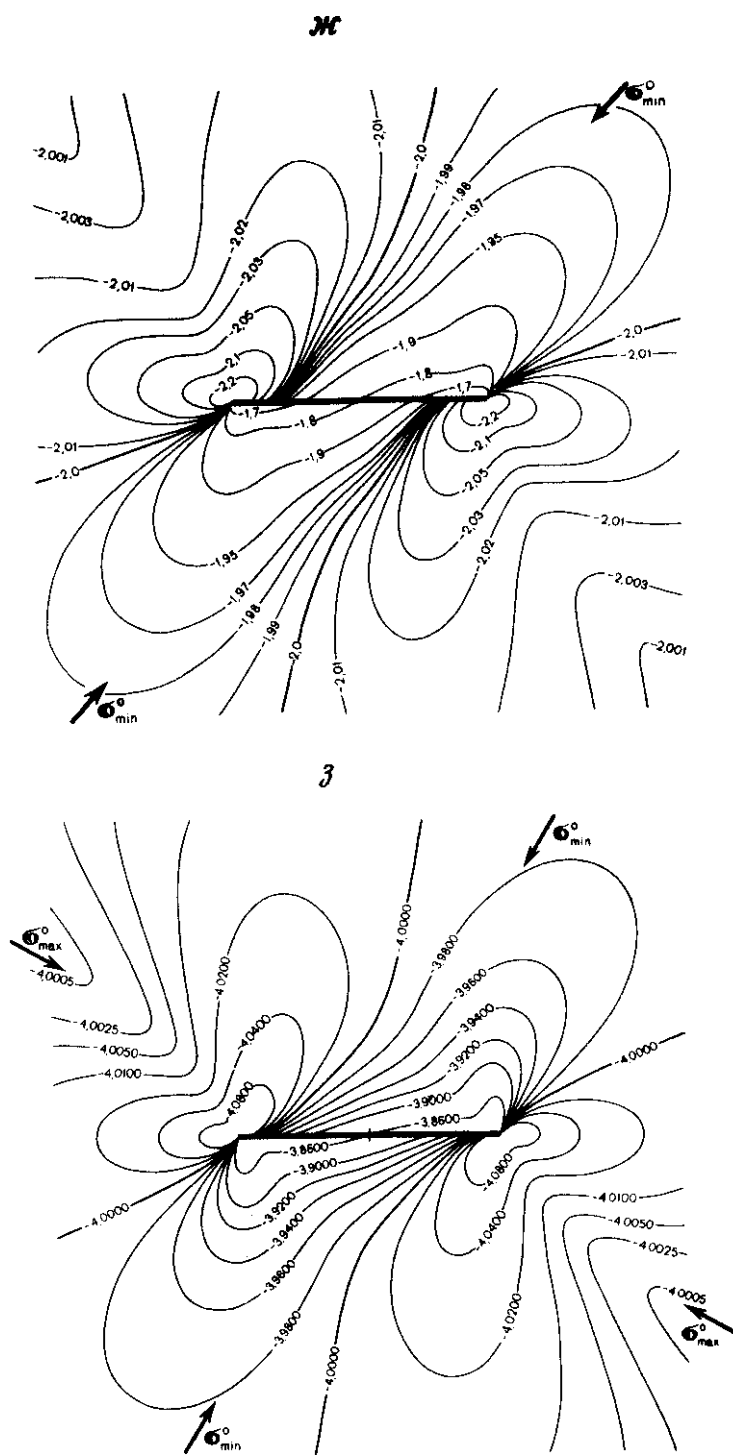


Рис. 5 (окончание)

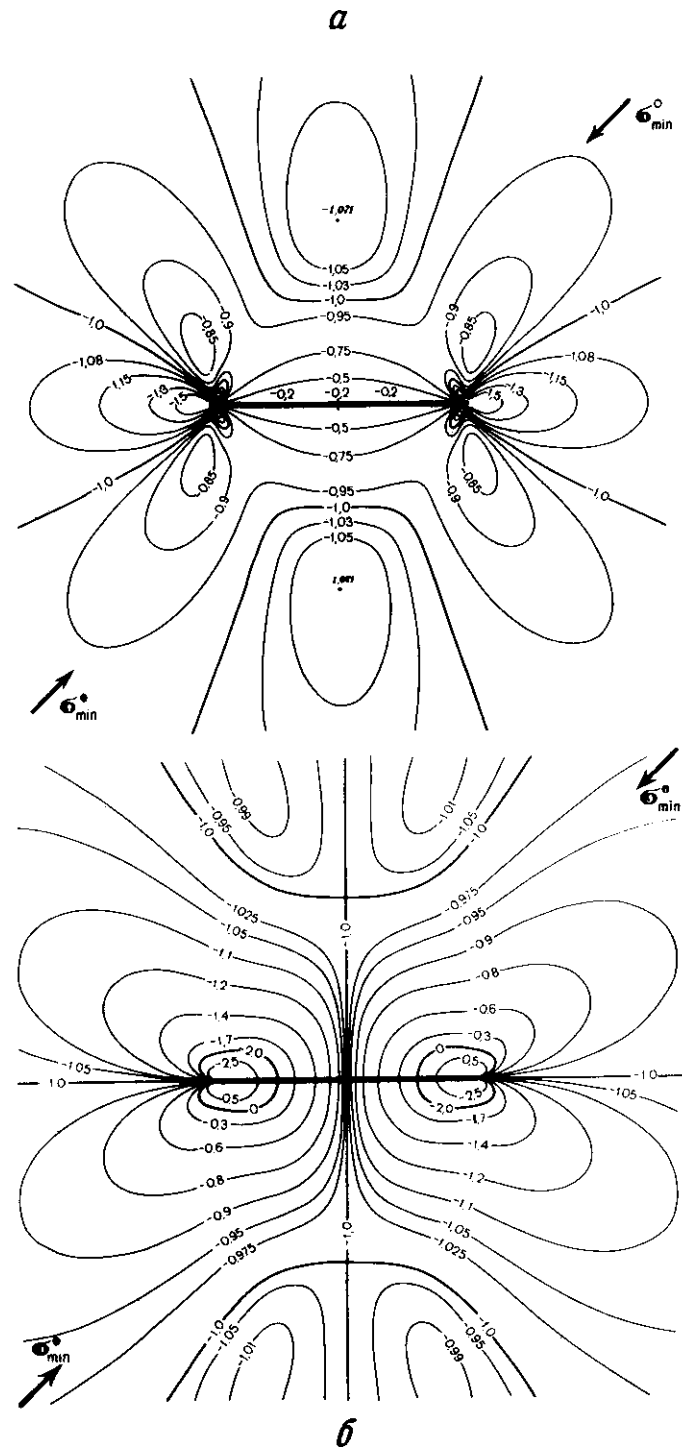


Рис. 6. Изолинии напряжений τ_{xy} , σ_x , σ_y локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов параметров задачи

α -в - $p^* = 1$; $k = 0,2$; $\alpha = 45^\circ$; $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,8$; ε -e - $p^* = 1$; $k = 0$; $\alpha = 60^\circ$; $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,866$; α , ε - τ_{xy} ; δ , δ - σ_x ; ε , e - σ_y

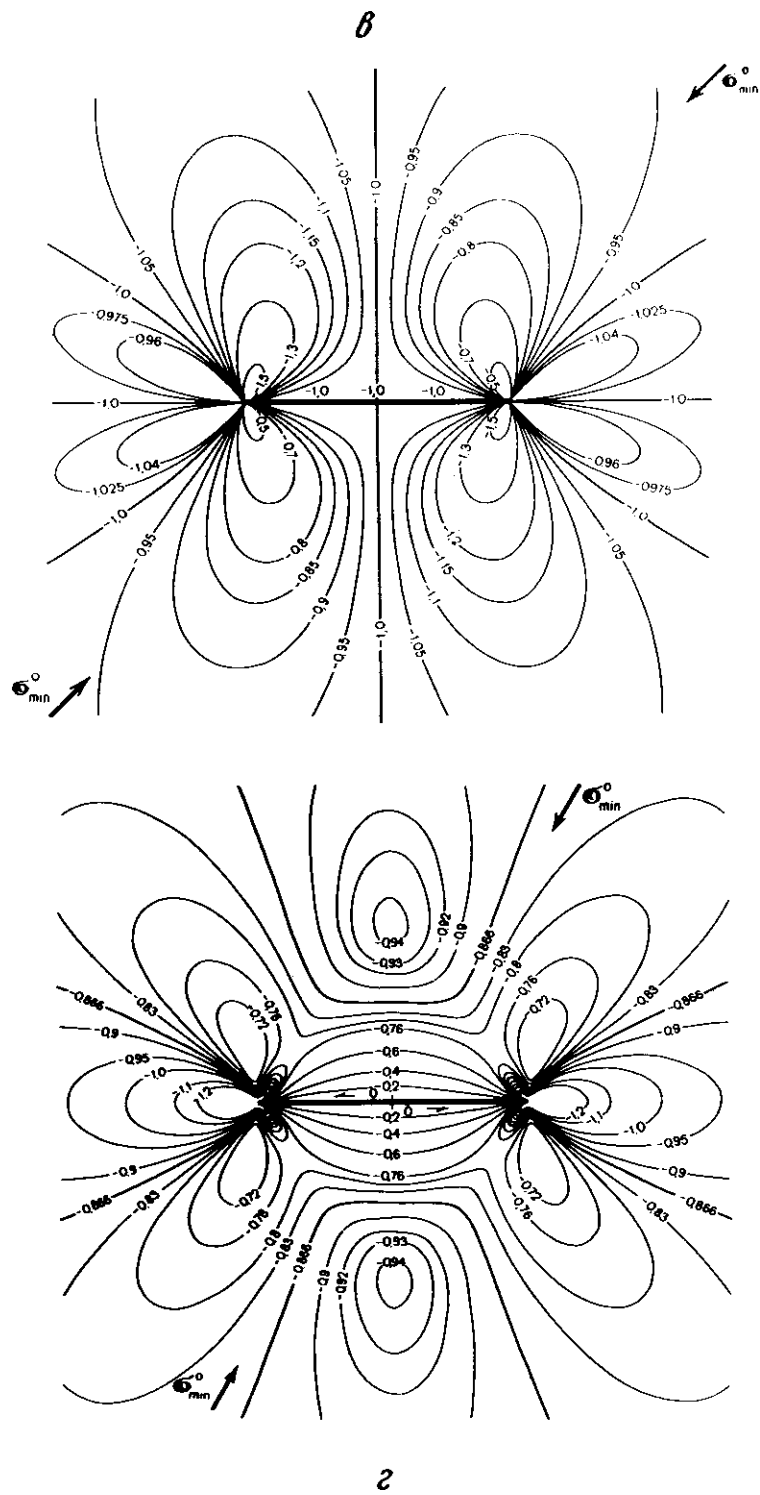


Рис. 6 (продолжение)

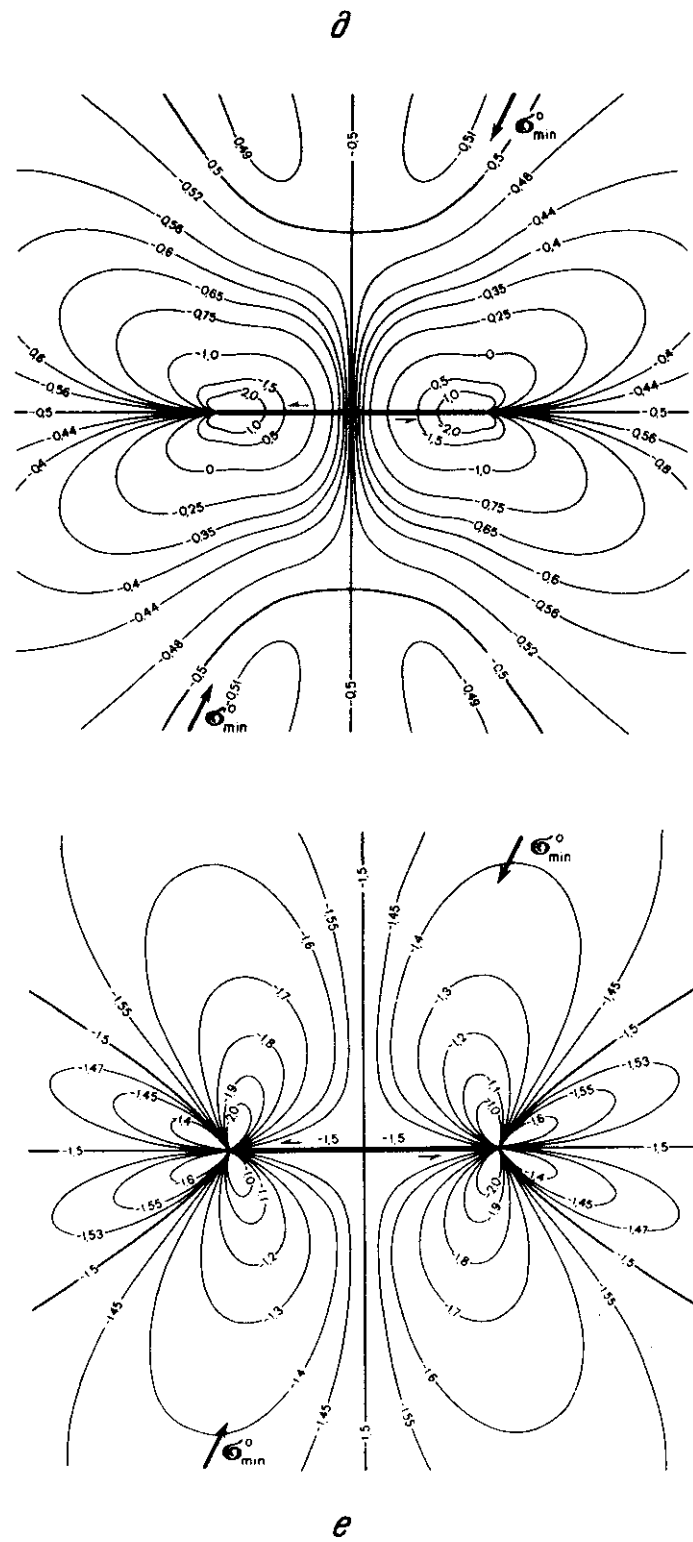


Рис. 6 (окончание)

1. Прежде всего эти картины, как и картины изолиний для всех напряжений (τ_{\max} , σ_1 , σ_2 , τ_{xy} , σ_x , σ_y), рассмотренные выше, являются центрально-симметричными.

2. В окрестностях разрыва траектории каждого из главных напряжений σ_1 и σ_2 разделяются на два потока, ширина которых и положение линии раздела между которыми зависят от величины α . В каждом потоке траектории поворачиваются в разные стороны от своего направления в исходном поле и подходят к разным частям разрыва под различными углами.

3. Будем отсчитывать углы α_1 и α_2 от положительного направления оси x против часовой стрелки до направления осей σ_1 или σ_2 . Из выражения (15) следует, что при одинаковых углах α значения углов α_1 и α_2 зависят от координат точки и величины T (или величин k и p^*).

4. Основные черты морфологии картин изолиний углов α_2 , а следовательно, и картин траекторий σ_1 и σ_2 в целом существенно зависят от ориентации разрыва (угла α). Именно угол α определяет ширину первого и второго потока траекторий и положение линии (при $k = 0$) или области (при $k \neq 0$) их раздела. Он же определяет форму и размеры основных областей понижения и повышения углов α_2 относительно их значения в исходном поле, равного α .

5. Увеличение значений k и p^* уменьшает степень дифференциации картины углов α_2 и величины изменений углов $\alpha_2 - \alpha$, но при постоянном α морфология картины углов α_2 остается постоянной.

6. В каждой половине картины изолиний углов α_2 можно выделить две группы изолиний, образующие области наиболее резкого изменения углов α_2 . Эти две соседние, примыкающие непосредственно к разрыву группы изолиний: в правой группе углы α_2 растут, а в левой – падают относительно угла $\alpha_2^0 = \alpha$ в исходном поле. При $k = 0$ на самом разрыве в правой группе $\alpha_2 = 90^\circ$, а в левой группе $\alpha_2 = 0^\circ$. При $k \neq 0$ изменения α_2 на разрыве тем меньше, чем больше k и p^* , но при стремлении координаты x к концам разрыва значения углов α_2 стремятся к 90° (при $x \rightarrow +1$) и к 0° (при $x \rightarrow -1$).

7. При отсутствии трения картина изолиний углов α_2 для случая $\alpha = 45^\circ + \gamma$ может быть получена из картины изолиний углов α_2 для случая $\alpha = 45^\circ - \gamma$ путем ее зеркального отражения относительно оси y и замены параметра каждой изолинии α_2 на параметр $90^\circ - \alpha_2$. Картины траекторий главных напряжений для случая $k = 0$, $\alpha = 45^\circ + \gamma$ могут быть получены из картин траекторий для $k = 0$, $\alpha = 45^\circ - \gamma$ путем такого же отражения относительно оси y и замены траекторий σ_1 на σ_2 , а σ_2 на σ_1 . Это следует из выражения для α_2 : $\alpha_2 = 90^\circ - \beta_2$

$$\operatorname{tg} 2\beta_2 = 2\tau_{xy} \left/ \left\{ 2T \left[y \operatorname{Re} \frac{\sqrt{z^2 - 1}}{(z^2 - 1)^2} - Jm \frac{z}{\sqrt{z^2 - 1}} \right] - 2\tau \cos 2\alpha \right\} \right. \quad (24)$$

Поскольку уже было показано, что $\tau_{xy}(z) = \tau_{xy}(\bar{z})$, и легко показать, что $\operatorname{Re}[(z^2 - 1)^{1/2} / (z^2 - 1)^2] = \operatorname{Re}[(\bar{z}^2 - 1)^{1/2} / (\bar{z}^2 - 1)^2]$, $Jm[z / (z^2 - 1)^{1/2}] = -Jm[\bar{z} / (\bar{z}^2 - 1)^{1/2}]$, то при равенстве $T(45^\circ - \gamma) = T(45^\circ + \gamma)$, которое выполняется при $k = 0$ для любых p^* , мы получаем

$$\operatorname{tg} 2\beta_2(45^\circ + \gamma, z) = -\operatorname{tg} 2\beta_2(45^\circ - \gamma, \bar{z}) = \operatorname{tg}[180^\circ - 2\beta_2(45^\circ - \gamma, \bar{z})], \quad (25)$$

откуда следует отмеченная выше связь между картинами изолиний α_2 и траекториями главных напряжений для углов α , равных $45^\circ + \gamma$ и $45^\circ - \gamma$. Этот результат иллюстрируется картинами изолиний углов α_2 и траекторий σ_1 и σ_2 для углов α , равных 15° и 75° , 30° и 60° (рис. 7, а и д, б и з; рис. 8, а и д, б и ж).

8. Характер изменения углов α_2 на разрыве рассмотрим на примере случая $\alpha = \pi/4$ при трех различных значениях k (или T) и при $p^* = 1$. Из соотношения (15) следует, что при $y = 0$; $|x| < 1$; $\alpha = \pi/4$

$$\operatorname{ctg} 2\alpha_2 = \frac{k\sigma_y^0 \sqrt{1 - x^2}}{x(k - 1)} \quad (26)$$

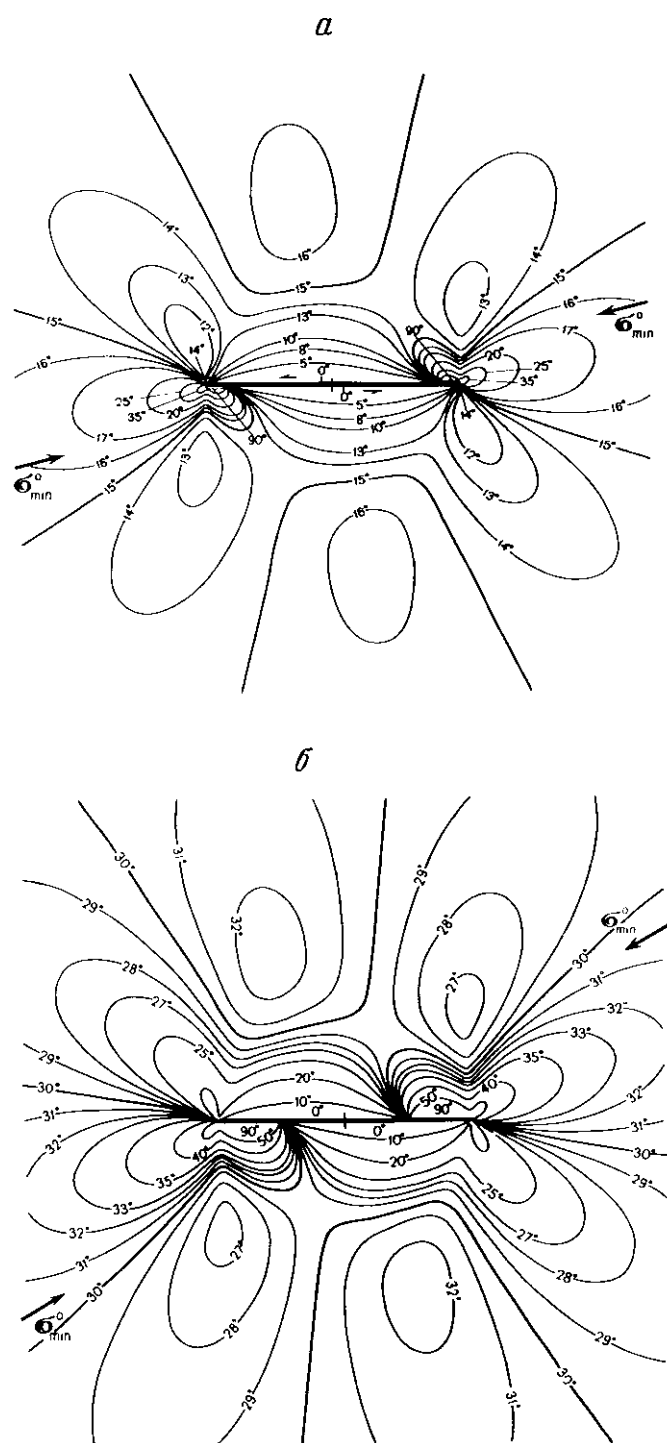


Рис. 7. Изолинии углов α_2 , составляемых осями σ_2 с осью x , в окрестностях сдвигового разрыва для различных параметров задачи (таких же, как на рис. 2, *a*–*з*)

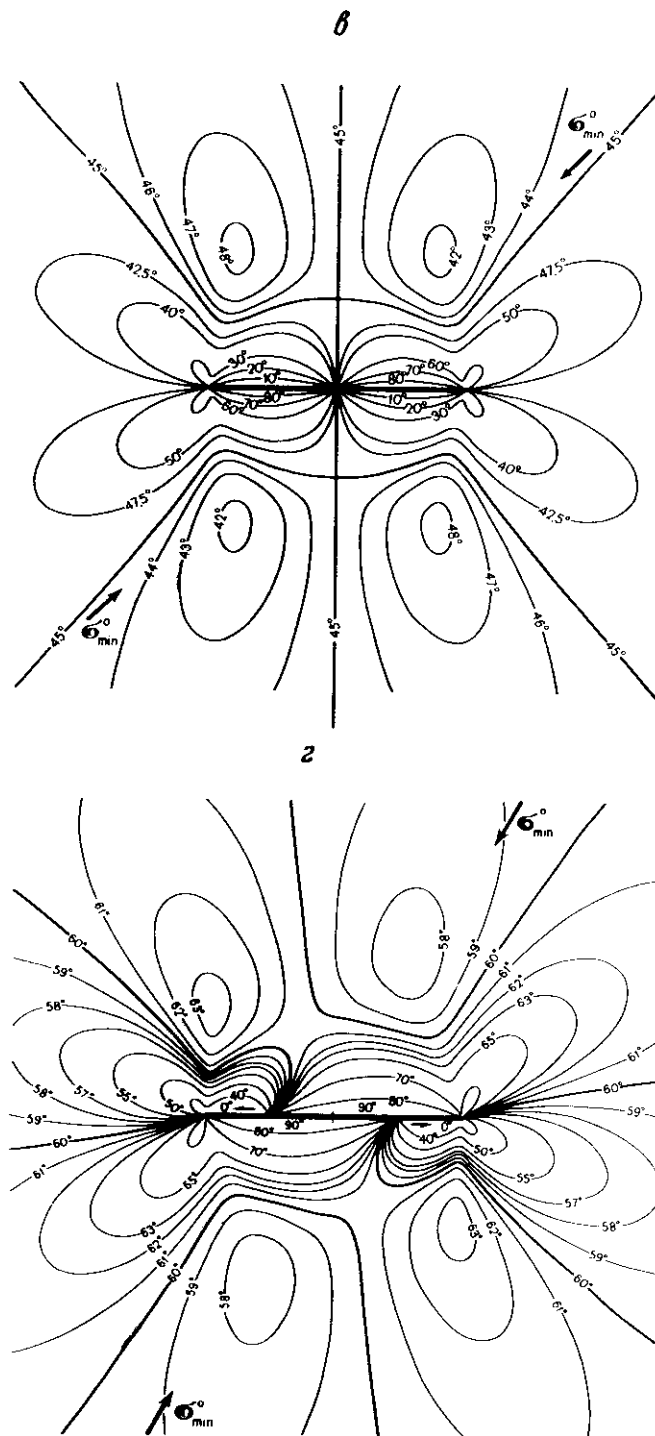


Рис. 7 (продолжение)

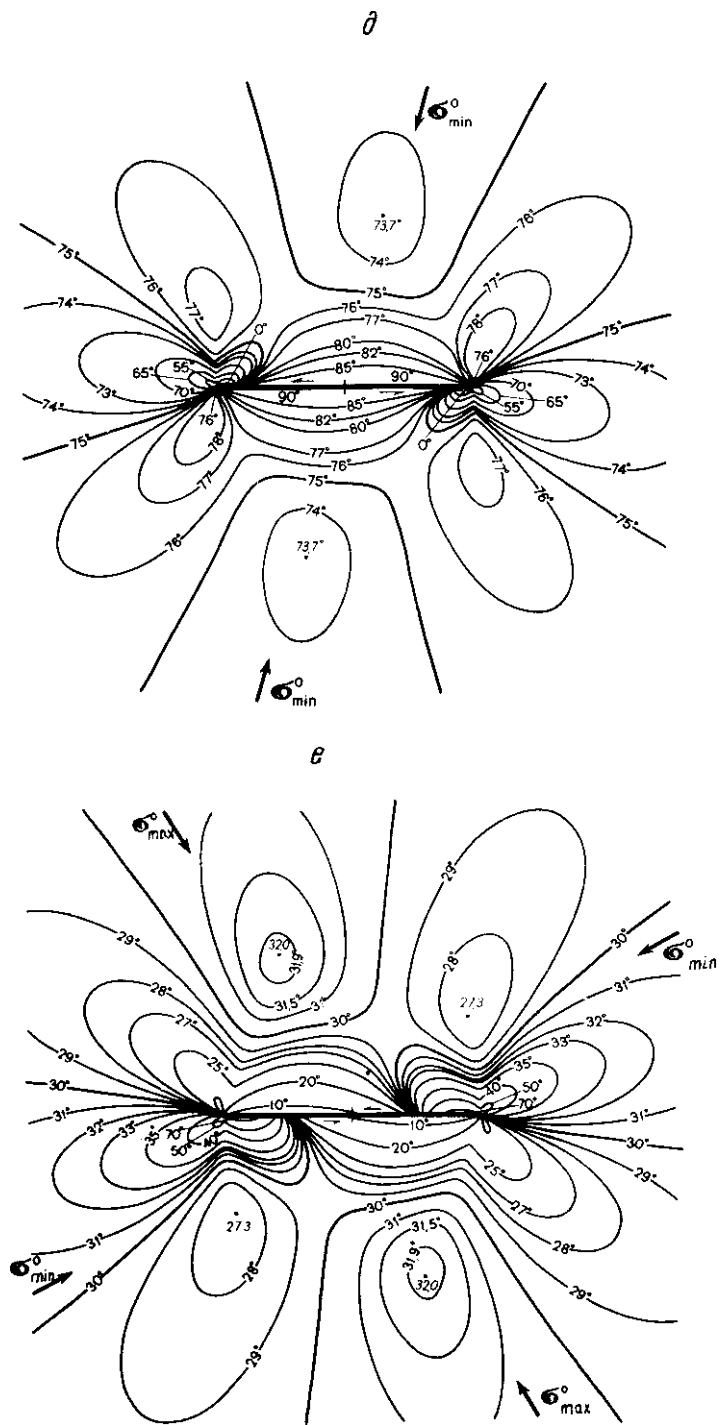


Рис. 7 (продолжение)

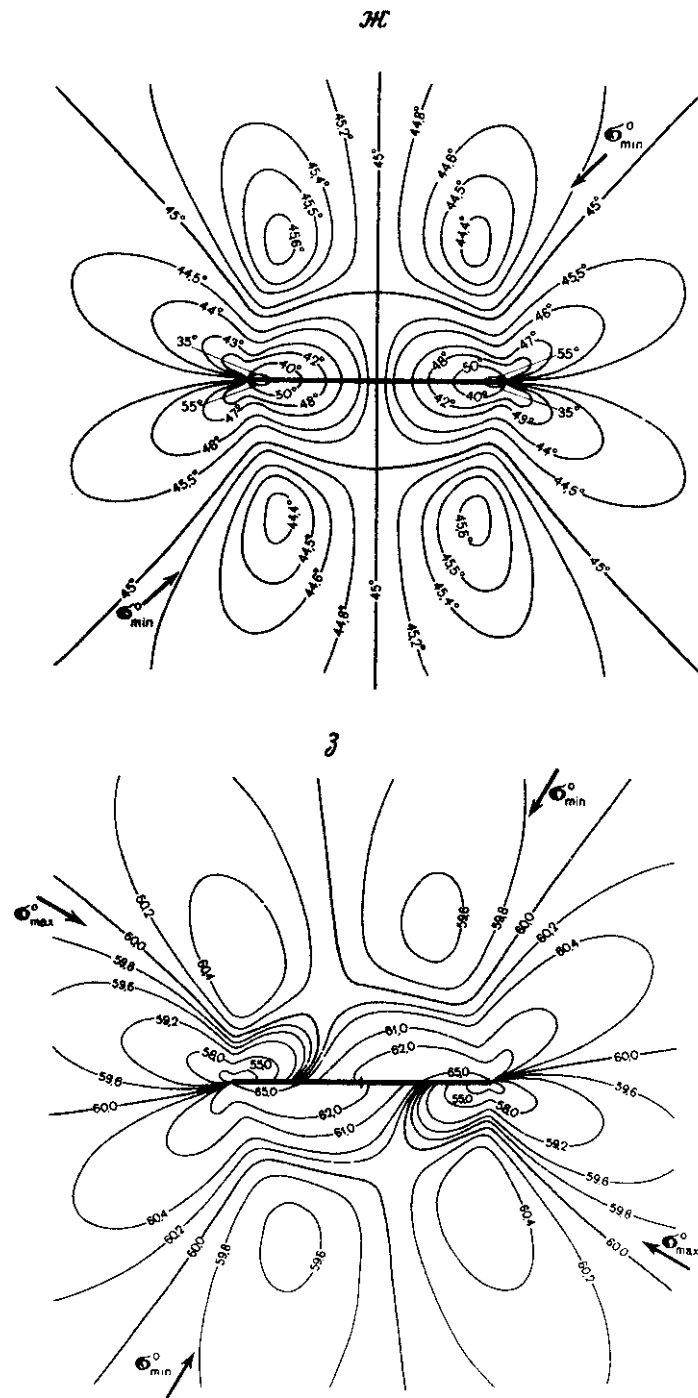


Рис. 7 (окончание)

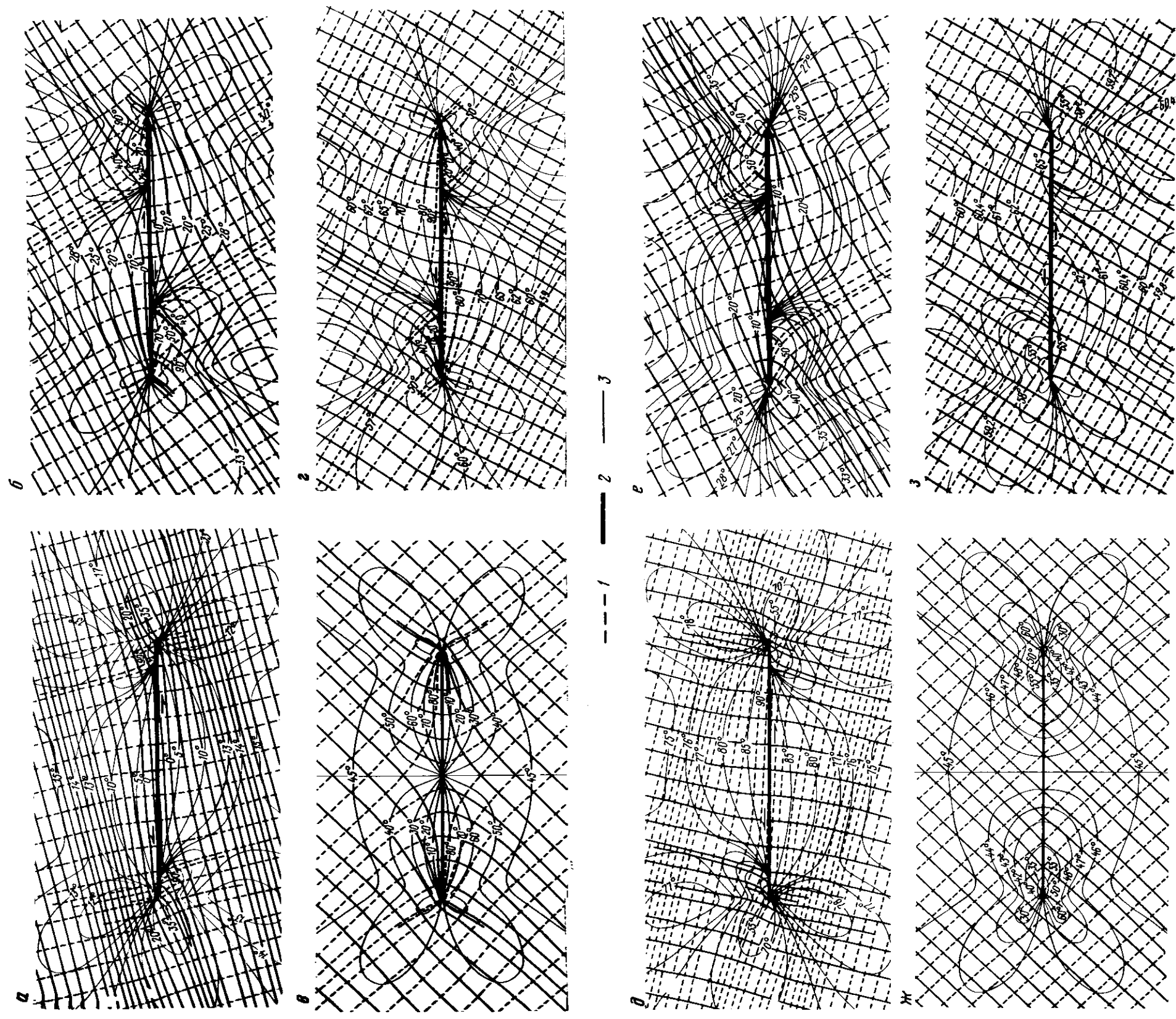


Рис. 8. Траектории главных напряжений σ_1 и σ_2 в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов параметров задачи (таких же, как на рис. 2, а-з), 1 - оси σ_1 ; 2 - оси σ_2 ; 3 - изолинии углов σ_2

При $k = 0$ углы α_2 на каждой половине разрыва остаются постоянными, причем при $x > 0$ $\alpha_2 = \pi/2$, а при $x < 0$ $\alpha_2 = 0$. Точка $x = 0$ является изотропной; значение α_2 в ней зависит от направления подхода к ней. При всех $k \neq 0$ углы α_2 на разрыве изменяются в соответствии с (26). При $x = 0$ $\alpha_2 = \pi/4$. При $x \rightarrow 1$ $\alpha_2 \rightarrow \pi/2$; при $x_1 \rightarrow -1$ $\alpha_2 \rightarrow 0$. Следует отметить, что при малых k на значительной части правой половины разрыва углы α_2 близки к $\pi/2$, а на значительной части левой половины – к 0. Так, для $k = 0,2$ $\alpha_2 \geq 80^\circ$ при $x \geq l/2$ и $\alpha_2 \leq 10^\circ$ при $x \leq -l/2$. С ростом k ширина областей, в пределах которых α_2 близки к $\pi/2$ или к 0, резко сокращается. Изменение ориентации разрыва (угла α) вызывает смещение точки раздела областей понижения и повышения угла α_2 . При $\alpha = 45^\circ$ эта точка совпадает с серединой разрыва. При $\alpha = 45^\circ - \gamma$ эта точка смещается к правому концу разрыва, при $\alpha = 45^\circ + \gamma$ – к его левому концу. В остальном поведение углов α_2 остается таким же, как на рис. 3, д.

9. Основные изменения ориентации главных напряжений локализируются вблизи разрыва. При отсутствии трения ширина полосы, в которую попадает область изменения углов на 10% и более, порядка l . С ростом коэффициента трения ширина этой полосы падает, а по длине она разделяется на две более короткие полосы вблизи каждого из концов разрыва. Таким образом, размеры этой области заметно, более чем на полпорядка, меньше размеров соответствующих областей для компонент напряжений и главных напряжений, которые имеют диаметр порядка $4l$.

10. Картины изолиний углов α_2 и траекторий σ_1 и σ_2 , рассчитанные при малом трении, хорошо соответствуют тем же картинам, полученным при исследованиях моделей в работах [11, 13].

11. Был рассмотрен вопрос о том, чему равен угол α_2 непосредственно за концом разрыва. Для этого начало координат было перенесено в конец разрыва, в точку $x = 1$, а декартовы координаты заменены полярными:

$$x - 1 = x' = r \cos \theta;$$

$$y = y' = r \sin \theta,$$

где r – расстояние от конца разрыва до выбранной точки, θ – угол между осью x и радиус-вектором \vec{r} . Тогда при условии, что $r \rightarrow 0$, формула (15) принимает вид

$$\alpha_2 = 90 - \beta_2; \operatorname{tg} \beta_2 = \frac{-\sin \theta \sin 3/2\theta + 2 \cos \theta / 2}{\sin \theta \cos 3/2\theta + 2 \sin \theta / 2}. \quad (27)$$

Из выражения (27) следует, что величина угла α_2 в окрестностях конца трещины, который является изотропной точкой, зависит от угла θ между осью x и направлением подхода к этому концу, но не зависит от угла α . Приведем результаты вычислений. Для любых углов α имеем:

$$\theta \quad 90^\circ \quad 45^\circ \quad 33,4^\circ \quad 0 \quad -45^\circ \quad -90^\circ$$

$$\alpha_2 \quad 90^\circ \quad 65^\circ \quad 55,8^\circ \quad 45^\circ \quad 25^\circ \quad 0$$

Этот результат согласуется с картиной траекторий. При подходе к концу разрыва (к точке $x = 1$, $y = 0$) по нормали к нему в верхнем крыле разрыва имеем угол $\alpha_2 = 90^\circ$; при подходе к концу разрыва по нормали к нему в нижнем крыле имеем угол $\alpha_2 = 0$. При подходе к концу разрыва справа по оси x имеем угол $\alpha_2 = 45^\circ$, т.е. σ_1 и σ_2 направлены за концом трещины как при чистом сдвиге.

Локальное поле коэффициента Лоде-Надаи μ_σ в окрестностях разрыва. Представлялось интересным рассмотреть, как ведет себя в окрестностях разрыва параметр Лоде-Надаи μ_σ , характеризующий вид напряженного состояния для девиатора напряжений [6]:

$$\mu_\sigma = 2 \frac{\sigma_{II} - \sigma_{III}}{\sigma_I - \sigma_{III}} - 1. \quad (28)$$

Мы провели этот расчет при нескольких значениях угла α ($\alpha = 15, 45, 60^\circ$) для случая исходного поля одноосного сжатия ($p^* = 1$) и для $k = 0$, поскольку в этом случае изменения должны быть максимальными. При выполнении расчета необходимо было учитывать третье главное напряжение, нормальное к плоскости xu и равное 0. В секторах “растяжения” оно оказывалось алгебраически средним, а в секторах “сжатия” – алгебраически максимальным. Таким образом, мы использовали для μ_0 выражения

в секторах растяжения:

$$\begin{aligned} \sigma_I &= \sigma_1; \quad \sigma_{II} = 0; \quad \sigma_{III} = \sigma_2; \\ \mu_0 &= 2 \frac{0 - \sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2} - 1 = - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2}; \end{aligned} \quad (28a)$$

в секторах сжатия:

$$\begin{aligned} \sigma_I &= 0; \quad \sigma_{II} = \sigma_1; \quad \sigma_{III} = \sigma_2; \\ \mu_0 &= 2 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{0 - \sigma_2} - 1 = \frac{\sigma_2 - 2\sigma_1}{\sigma_2} \end{aligned} \quad (28б)$$

Результаты вычисления и построения картин изолиний μ_0 и графиков изменения μ_0 по оси x показаны на рис. 9, $a-e$.

Мы видим, что в окрестностях разрыва значения μ_0 испытывают существенные изменения, наиболее резкие на самом разрыве. У правого конца μ_0 стремится к -1 (одноосное растяжение), у левого конца – к $+1$ (одноосное сжатие). При переходе через конец разрыва μ_0 в обоих случаях скачком изменяется до 0 (чистый сдвиг), а затем медленно возвращается к своему значению в исходном поле. На самом разрыве μ_0 колеблется между своими экстремальными значениями (которые для k , равного 0, оказываются равными $+1$ и -1) и трижды проходит через нуль. При k , отличных от нуля, значение μ_0 в точке E будет оставаться равным $+1$; эта точка отвечает условию $\sigma_1 = 0$, которое всегда выполняется в правой половине разрыва. А вот в точке C , где для $k = 0$ выполняется условие $\sigma_1 = \sigma_2$, при k , не равных нулю, значение -1 достигаться не будет, так как в этом случае данное условие не выполняется⁹.

Таким образом, разрыв оказывается линией, на которой параметр μ_0 осциллирует между $+1$ и -1 , трижды изменяя знак. Сразу за разрывом на оси x при $x = 1 + \Delta x$ $\mu_0 = 0$, т.е. не только по ориентации главных напряжений, но и по характеру девиатора напряжений, здесь имеет место чистый сдвиг.

Локальные поля эквивалентных напряжений. На рис. 10 показаны картины изолиний эквивалентных напряжений (по Мору) σ_s [18]:

$$\sigma_s = \sigma_1 - k\sigma_2,$$

где $k = \sigma_p / \sigma_c$ (σ_p – прочность на растяжение, σ_c – прочность на сжатие). Эквивалентные напряжения позволяют прогнозировать области, в которых следует ожидать разрушение пород около разрыва. Разрушение должно наступать после достижения величиной σ_s предельного значения, равного σ_p . Величина k принималась равной 0,1.

На рис. 10 приведены картины изолиний σ_s для трех случаев: $\alpha = 15; 45; 60^\circ$ ($p^* = 1$, $k = 0$). Мы видим, что области максимальных значений σ_s располагаются в секторах растяжения вблизи концов разрыва. Именно здесь должны развиваться вторичные структуры растяжения – вторичные отрывы и сколы, и это совпадает с результатами многочисленных экспериментов и геологических наблюдений различных авторов, часть которых рассмотрена в [12,13,17 и др.].

Сопоставление полей напряжений в соседних крыльях разрыва. Представляется интересным рассмотреть, как соотносятся поля напряжений в соседних крыльях раз-

⁹ Можно предположить, что описанный характер изменения величины μ_0 на разрыве, особенно ее резкие колебания вблизи одного из концов на сравнительно коротком участке, является одной из причин возникновения областей “вариации вида напряженного состояния”, описываемых Л.А. Сим и Л.А. Сим с соавторами в настоящем сборнике.

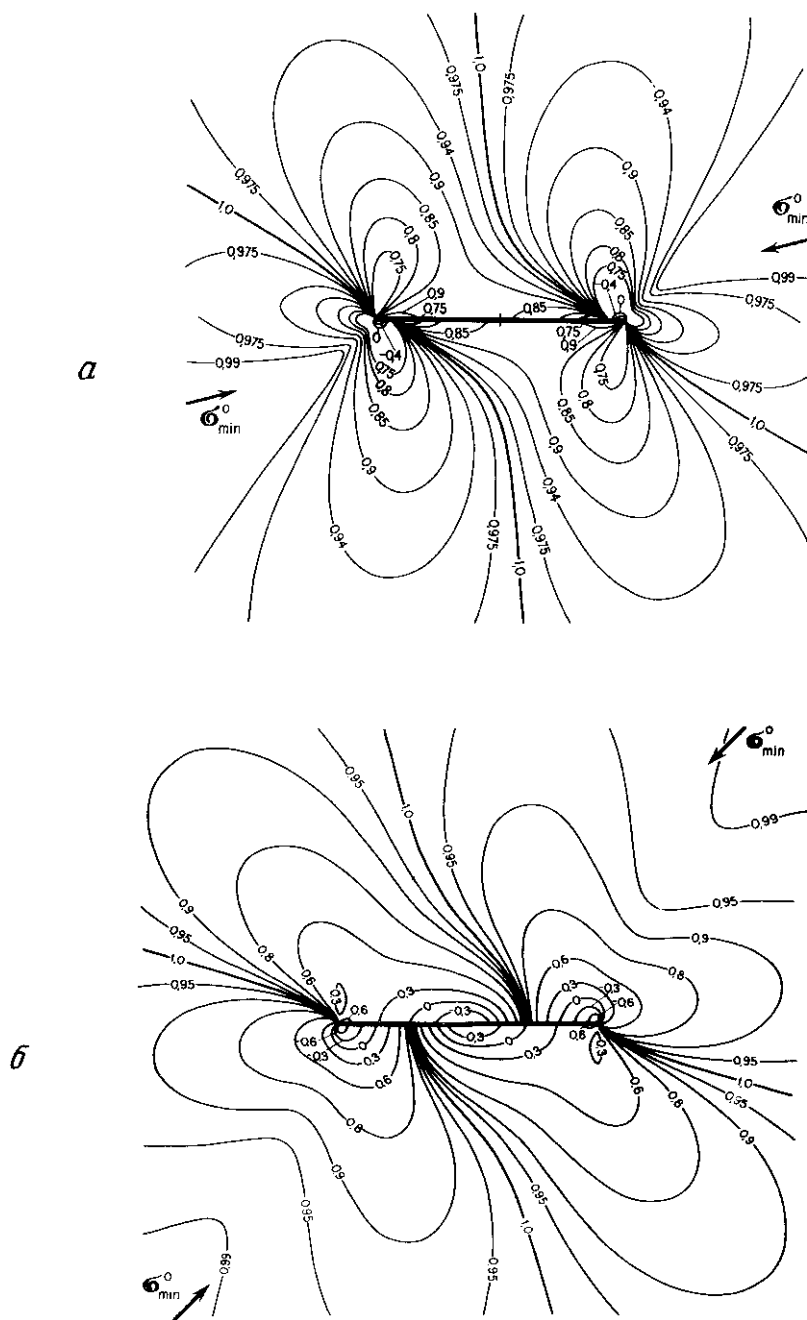


Рис. 9. Изолинии коэффициента Лодэ-Надаи μ_0 локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных параметров задачи (а-в) и отвечающие им графики изменения μ_0 по оси x (з-е)

а, з - $\alpha = 15^\circ$, $p^* = 1$, $k = 0$, $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,5$; б, д - $\alpha = 45^\circ$, $p^* = 1$, $k = 0$, $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 1$; в, е - $\alpha = 60^\circ$, $p^* = 1$; $k = 0$, $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,866$

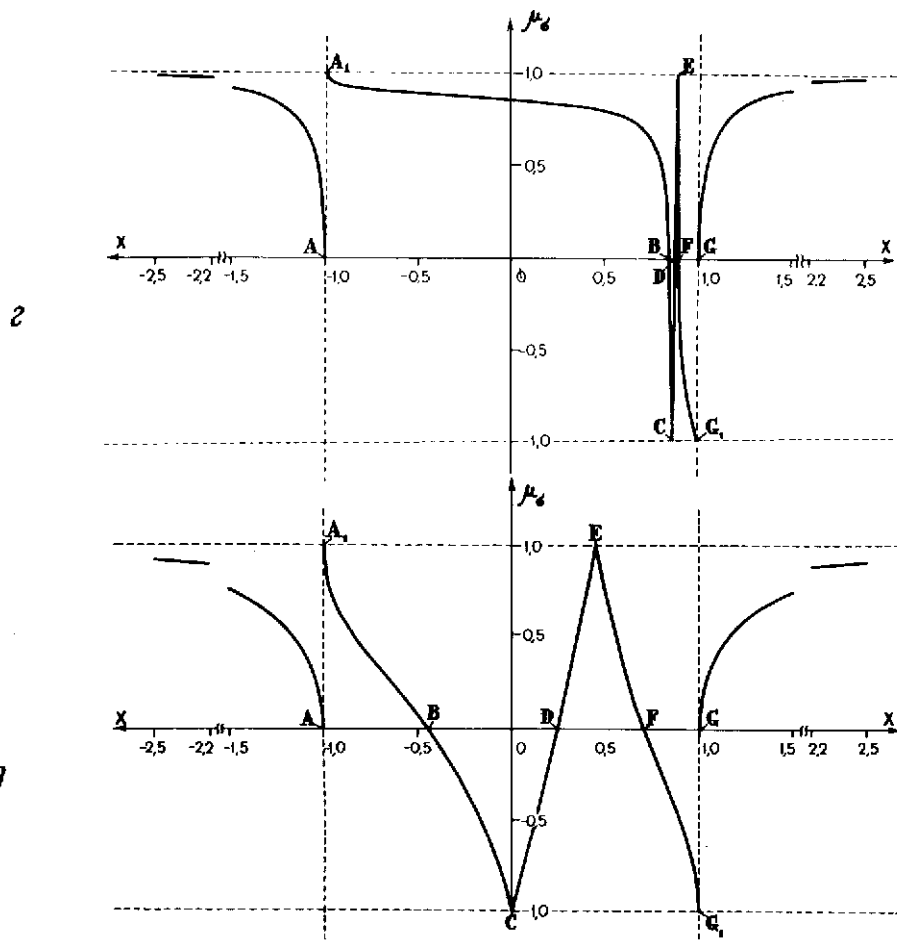
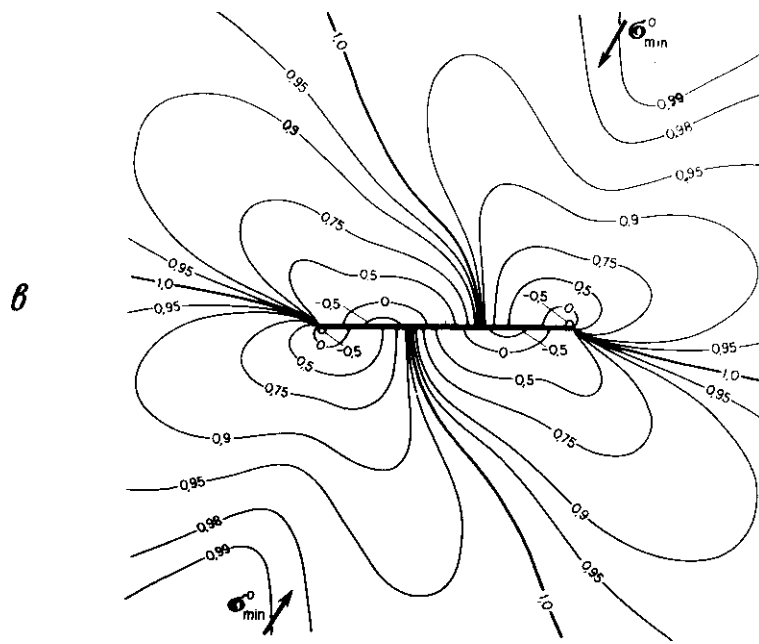


Рис. 9 (продолжение)

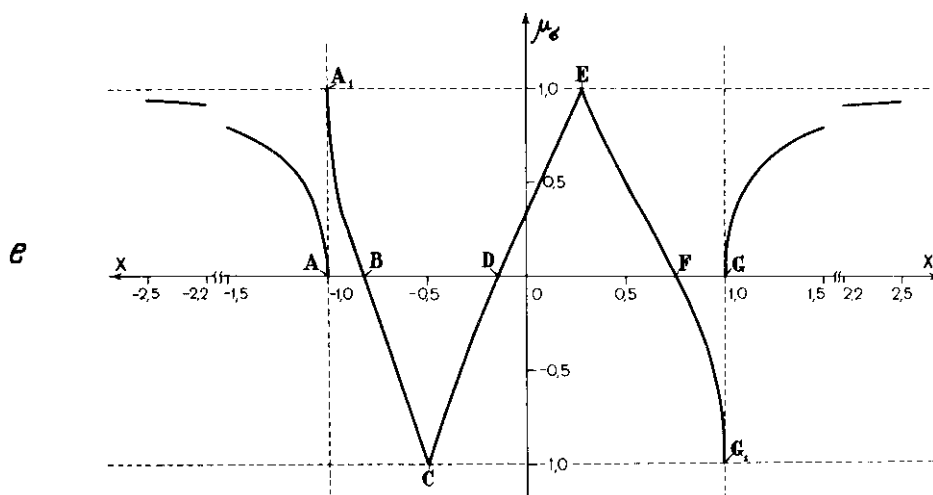


Рис. 9 (окончание)

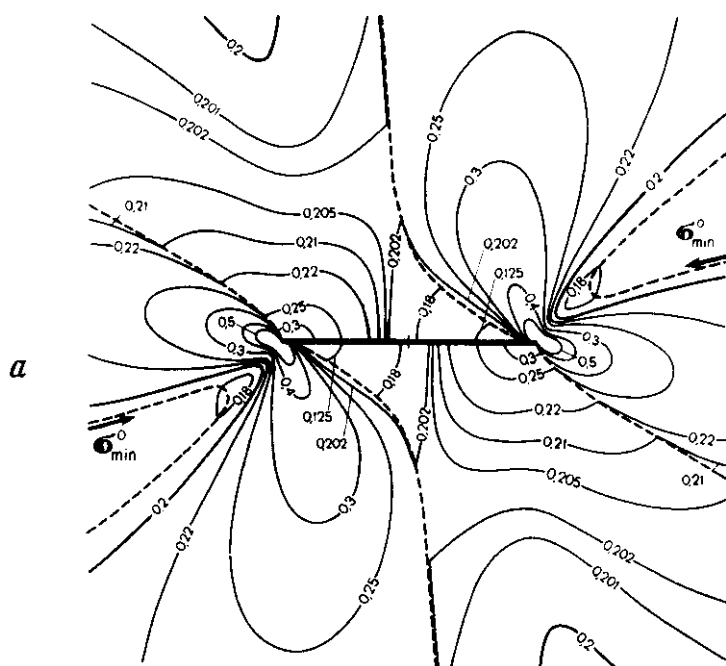


Рис. 10. Изолинии эквивалентных напряжений (по Морю) σ_0 локального поля в окрестностях сдвигового разрыва для различных вариантов его ориентации

$a - \alpha = 15^\circ, p^* = 1, k = 0, \Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,5$; $b - \alpha = 45^\circ, p^* = 1, k = 0, \Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 1$; $c - \alpha = 60^\circ, p^* = 1, k = 0, \Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,866$

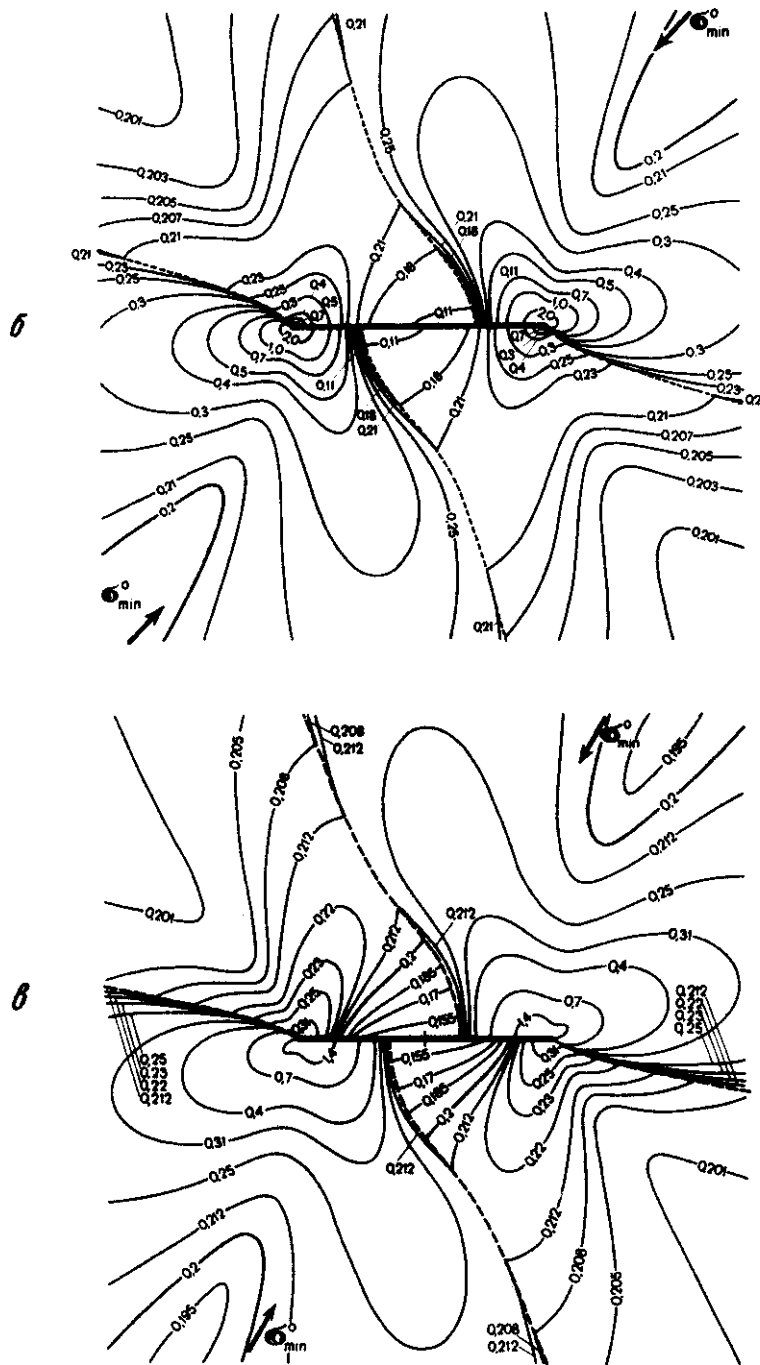


Рис. 10 (окончание)

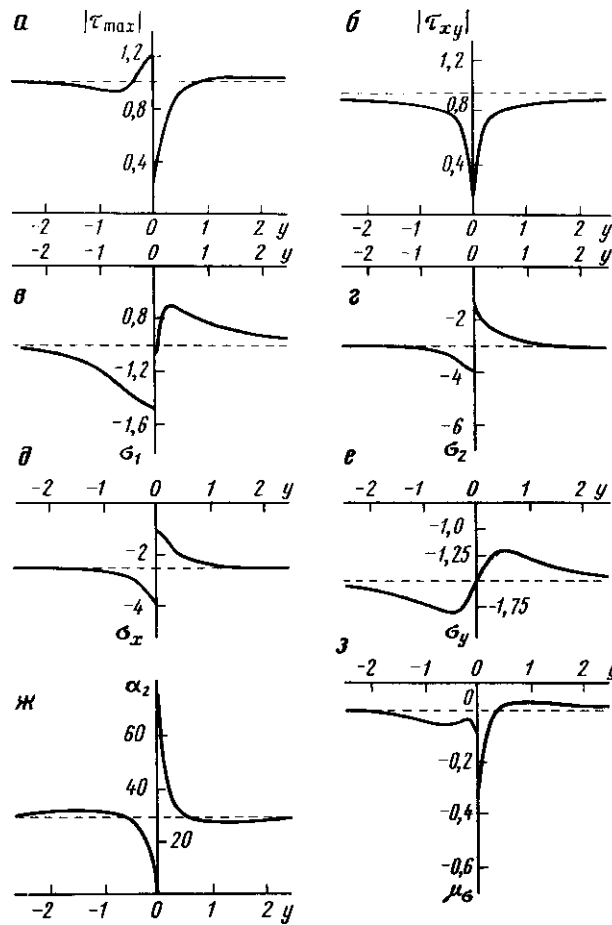


Рис. 11. Изменения напряжений и характеристик локального поля напряжений разрыва по профилю, нормальному к разрыву (в зависимости от координаты y) при $x = 0,7$

$a - ж$ – напряжения: $|\tau_{\max}|$ (а), $|\tau_{xy}|$ (б), σ_1 (в), σ_2 (г), σ_x (д), σ_y (е), углы α_2 (ж) – как функции расстояния от разрыва y для случая: $\alpha = 30^\circ$, $p^* = 2$, $k = 0,1$, $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 0,716$; $з$ – параметр μ_0 как функция расстояния от разрыва y для случая: $\alpha = 45^\circ$, $p^* = 1$, $k = 0$, $\Delta\tau/\tau_{\max}^0 = 1$

рыва и как проявляется в их поведении момент пересечения линии разрыва. Для этого рассмотрим характер изменения различных напряжений, их характеристик и траекторий главных напряжений на профилях, пересекающих разрыв по нормали к нему, по рис. 2, 4–10 и рис. 11. Мы видим, что все напряжения можно разбить на три группы с различным поведением при пересечении разрыва.

К первой группе относятся только напряжения τ_{xy} (при любых α) и τ_{\max} (при $\alpha = \pi/4$). Эти напряжения остаются на разрыве непрерывными, проходят на нем через минимум и одинаковы в соседних крыльях разрыва на равных расстояниях от него.

Ко второй группе относятся напряжения σ_x , σ_y , τ_{\max} , σ_z и коэффициенты μ_0 . Все они изменяются на разрыве скачком (только σ_y остается непрерывным), а в соседних крыльях разрыва на равных расстояниях от него они всегда различны.

К третьей группе относятся напряжения σ_1 , σ_2 , углы α_1 и α_2 , траектории σ_1 и σ_2 . Все они могут иметь два типа поведения в зависимости от набора параметров задачи. Первый тип полностью совпадает с поведением второй группы (см., например, рис. 4, $з$ - $з$ и др.). Второй тип отвечает разделению разрыва на три области. В двух

областях, расположенных вблизи концов разрыва, напряжения σ_1 и σ_2 , углы α_1 и α_2 и траектории σ_1 , и σ_2 ведут себя так же, как напряжения второй группы, а в третьей области, расположенной в средней части разрыва, они ведут себя смешанным образом (как σ_y): на разрыве они изменяются непрерывно, а в соседних крыльях разрыва оказываются различными (см., например, рис. 4 а, б, в и др.). Этот тип поведения возможен лишь при нулевых или очень малых k , невысоких p^* и в определенном диапазоне углов α .

Таким образом, если не считать напряжений τ_{xy} , все остальные компоненты и характеристики тензора напряжений в соседних крыльях разрыва вблизи него оказываются различными и в подавляющем большинстве случаев изменяются скачком при переходе через разрыв. Эти результаты хорошо согласуются с результатами восстановления ориентации осей напряжений около активных разрывов в экспериментах на моделях [11–13 и др.] и подтверждаются натурными данными, полученными в работах [3, 15–17 и др.]¹⁰.

3. ВЫВОДЫ

В настоящей работе приведено решение плоской задачи теории упругости о равновесии бесконечной среды с прямолинейным разрывом (трещиной), берега которого взаимодействуют по закону сухого трения Кулона-Мора с постоянным коэффициентом трения k . На основе этого решения проведены: анализ выражений для компонент тензора и главных напряжений, расчет, построение и анализ картин изолиний для всех этих напряжений, коэффициентов Лоде-Надаи, эквивалентных напряжений (по Мору), траекторий главных напряжений. Эти результаты позволили охарактеризовать строение поля напряжений около сдвигового разрыва и установить ряд основных закономерностей и свойств этого поля. Перечислим наиболее существенные из этих закономерностей.

1. Картины изолиний напряжений и других характеристик поля для разрывов (трещин) различной длины геометрически подобны; при введении безразмерных координат $\zeta = z/l$ эти картины сводятся к единственной.

2. Картины изолиний напряжений и других характеристик поля для различных значений максимальных касательных напряжений исходного поля $\tau = \tau_{\max}^0$ геометрически подобны и при введении безразмерных напряжений $\tilde{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij}/|\tau|$ сводятся к единственной.

3. Таким образом, при введении безразмерных координат и безразмерных напряжений выражения для всех компонент и характеристик тензора напряжений и картины их изолиний не зависят от величин l и τ , но существенно зависят (при прочих равных параметрах) от ориентации разрыва (угла α), коэффициента трения и вида напряженного состояния исходного поля (параметра нагружения $p^* = p/\tau$.)

4. Тензор напряжений представляет собой сумму двух частей: постоянной, описывающей исходное поле напряжений, и переменной (зависящей от точки), обусловленной наличием разрыва со сдвиговым смещением берегов. Эта переменная часть поля связана только с одним параметром T , равным величине падения касательного напряжения на разрыве $\Delta\tau = \tau_{\max}^0 - \tau_{xy}$. Для различных сочетаний k , α , p , τ , удовлетворяющих соотношению $\Delta\tau = \text{const}$, переменная часть поля одинакова.

5. Величина $\Delta\tau$, которая определяет переменную часть поля напряжений, прямо пропорциональна значению относительного смещения (подвижки) берегов разрыва¹¹ Δu_x . Поэтому искажения исходного поля возникают только при наличии подвижки по разрыву и в упругой среде могут рассматриваться как признак существования такой подвижки.

6. Картины изолиний нормальных и касательных напряжений локального поля имеют ряд общих особенностей. Все они: а) центрально-симметричны; б) имеют практически

¹⁰ См. также статьи Л. А. Сим и Л.А. Сим с соавторами в настоящем сборнике.

¹¹ См. следующую статью Д.Н. Осокиной в настоящем сборнике.

одинаковую морфологию при одинаковых α , но различных k и p^* ; в) имеют, как правило, особенность в концах разрыва; г) размеры локального поля (т.е. областей, в пределах которых напряжения изменяются более чем на 5% по сравнению с их значениями в исходном поле) составляют 3–4 длины разрыва.

7. Проведены исследования закономерностей ориентации главных напряжений вблизи разрыва. Они позволили подтвердить и уточнить выводы, полученные ранее по результатам моделирования [11–13]. Подтверждено, что в окрестностях живущего разрыва со сдвиговым смещением берегов происходит существенная переориентация главных напряжений. Показано, что размеры области заметного изменения ориентации этих осей около разрыва в несколько раз (на полпорядка) меньше размеров локального поля для всех компонент и характеристик поля напряжений. Направления осей σ_1 и σ_2 вблизи концов разрыва близки к направлениям соответственно нормали к разрыву и вектора сдвигового смещения берегов. Размер области такого поведения осей σ_1 и σ_2 тем меньше, чем выше коэффициент трения k и параметр нагружения p^* , но даже при больших значениях k и p^* вблизи самых концов разрыва оси σ_1 и σ_2 ориентируются именно так. Максимальная величина отклонения осей напряжений вблизи разрыва относительно их положения в исходном поле ограничена значением 90° .

8. При фиксированных значениях угла α поля напряжений τ_{\max} , τ_{xy} , углов α_2 , коэффициентов μ_σ и картины траекторий σ_1 и σ_2 будут одинаковыми, а поля нормальных напряжений (σ_1 , σ_2 , σ_x , σ_y) будут отличаться лишь изменением параметра изолиний на постоянную величину для различных сочетаний параметра нагружения p^* и коэффициента трения k , удовлетворяющих условию $\Delta\tau = \text{const}$.

9. Вблизи обоих концов каждого разрыва возникают области существенного изменения касательных и нормальных напряжений. В пределах участков, линейные размеры которых составляют 1/5–1/10 от длины разрыва, все касательные и нормальные напряжения τ_{\max} , τ_{xy} , σ_1 , σ_2 , σ_x , σ_y возрастают (убывают) до двух раз и более по сравнению с их значениями в исходном поле.

10. Для всех нормальных напряжений локального поля (σ_1 , σ_2 , σ_x , σ_y) в секторах “растяжения” сжимающие напряжения становятся меньше по модулю по сравнению с исходным полем, а в секторах “сжатия” – больше по модулю.

11. При исходном поле со сжимающими обоими главными напряжениями вблизи концов разрыва в секторах растяжения возникают области, в которых напряжения σ_1 и σ_x (а иногда и σ_y) становятся растягивающими. Размеры этих областей тем больше, чем меньше значения k и p^* , и зависят от угла α . При приближении к точке конца разрыва напряжения σ_1 и σ_x неограниченно растут, а σ_y стремится к значению σ_y^0 .

12. Следует отметить как очень интересный момент, что на всей оси x (и на разрыве и на линии его продолжения) напряжения σ_y , действующие нормально к разрыву, оказываются равными значениям σ_y в исходном поле: $\sigma_y = \sigma_y^0$ при $y = 0$.

13. Рассмотрение картин изолиний коэффициента Лодэ-Надаи μ_σ показало, что этот параметр испытывает в окрестностях разрыва изменения, наиболее резко выраженные на самом разрыве, где он осциллирует между своими экстремальными значениями +1 и –1.

14. Рассмотрение картин изолиний эквивалентных напряжений по Мору σ_σ показало, что области их наибольших значений, области возможного разрушения, располагаются вблизи концов разрыва в секторах “растяжения”.

15. Представленные результаты показывают хорошее совпадение с экспериментальными данными (о полях τ_{\max} и траекториях σ_1 и σ_2), полученными на моделях из упругого оптически-чувствительного материала [11–13].

16. Результаты теоретических расчетов согласуются с результатами натурных геологических наблюдений ряда авторов об изменениях ориентации главных напряжений в окрестностях разломов, по которым происходили смещения [3, 15–17 и др.].

17. Полученные данные могут быть полезны для анализа и интерпретации полевых данных о полях напряжений около активных разломов, в том числе о полях, возникающих после сильных землетрясений в окрестностях магистрального разрыва.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гзовский М.В.* Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 536 с.
2. *Гзовский М.В., Осокина Д.Н., Ломакин А.А., Кудряшова В.В.* Моделирование влияния древних разрывов в земной коре на ее напряженное состояние // Тр. VII Всесоюз. конф. по поляризационно-оптическому методу исследования напряжений. Таллин, 23–26 ноября 1971 г. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1971. Т. 4. С. 48–56.
3. *Гуценко О.И.* Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связи с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней (на примере Западного Дарваза и сейсмоактивных областей Южной Азии): Автореф. дис.... канд. геол.-минерал. наук.. М.: ИФЗ АН СССР, 1981. 21 с.
4. *Костров Б.В.* Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 124 с.
5. *Костров Б.В., Фридман В.Н.* Механика хрупкого разрушения при сжимающих нагрузках // Физика очага землетрясения. М.: Наука, 1975. С. 30–45.
6. *Малинин Н.Н.* Прикладная теория пластичности и ползучести. М.: Машиностроение, 1975. 399 с.
7. *Мухомелшвили Н.И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966. 707 с.
8. *Мячкин В.И., Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Тектонофизический анализ полей напряжений и проблемы физики очага землетрясения // Модели изменения напряженно-деформированного состояния массивов пород в приложении к прогнозу землетрясений. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 3–24.
9. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н.* Исследование взаимосвязей между характеристиками смещений по разрывам и тектоническими полями напряжений различных уровней // Современные движения земной коры: Тез. докл. VIII Всесоюз. совещ. по изуч. современ. движений земной коры, Кишинев, 21–23 июня 1982 г. Кишинев: Штиинца, 1982. С. 89–91.
10. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н., Цветкова Н.Ю., Кудряшова В.В.* Количественное исследование поля напряжений около сдвигового разрыва // Математические и экспериментальные методы в дизъюнктивной геологии. М.: Наука, 1986. С. 59–68.
11. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Метод моделирования локальных полей напряжений, возникающих в результате перестройки тектонического поля напряжений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 139–162.
12. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Изучение локального поля напряжений и вторичных нарушений в окрестностях плоского разрыва с учетом третьего главного нормального напряжения // Там же. С. 163–184.
13. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Перестройка тектонического поля напряжений в очагах землетрясений и в окрестностях систем тектонических разрывов // Физические процессы в очагах землетрясений. М.: Наука, 1980. С. 187–206.
14. *Панасюк В.В.* Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1968. 246 с.
15. *Сим Л.А.* Выявление новейших активизированных разломов в условиях слабообнаженных районов: Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1980. 20 с.
16. *Сим Л.А., Крючков А.Н., Ильин А.В.* и др. Напряженное состояние горных пород в областях новейшего орогенеза на примере Приполярного Урала // Изв. вузов. Геология и разведка. 1983. №4. С. 134–137.
17. *Стоянов С.С.* Механизм формирования разрывных зон. М.: Недра, 1977. 144 с.
18. *Филоненко-Бородич М.М.* Механические теории прочности: Курс лекций. М.: Изд-во МГУ, 1961. 89 с.
19. *Anderson E.M.* The dynamics of faulting: 2nd ed. Edinburgh, 1951. 206 p.
20. *Chinnery M.A.* The stress changes that accompany strike-slip faulting // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1963. Vol. 53, N 5. P. 921–932.
21. *Chinnery M.A.* Secondary faulting. I. Theoretical aspects. II. Geological aspects // Canad. J. Earth Sci. 1966. Vol. 3, N 2. P. 163–174.
22. *Chinnery M.A., Petrak J.A.* The dislocation fault model with a variable discontinuity // Tectonophysics. 1968. Vol. 5. P. 513–529.
23. *Kostrov B.V., Das S.* Evaluation of stress and displacement field due to an elliptical plane shear crack // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 78. P. 19–33.
24. *Maruyama T.* Stress field in the neighbourhood of a crack // Bull. Earth Res. Inst. Tokyo Univ. 1969. Vol. 47, N 1. P. 1–29.
25. *Niewiadomski J., Ritsema A.R.* The stress field induced by cracks and the occurrence of earthquakes // Proc. Ron. ned. akad. wetensch. B. 1980. Vol. 83, N 4. P. 361–377.
26. *Oike K.* On the nature of the occurrence of intermediate and deep earthquakes. (3. Focal mechanism of multipletes) // Bull. Disast. Prev. Res. Inst. 1971. Vol. 21, N 187, pt 2.P. 153–178.

ВЗАИМОСВЯЗЬ СМЕЩЕНИЙ ПО РАЗРЫВАМ С ТЕКТОНИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ НАПРЯЖЕНИЙ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНОГО МАССИВА

Д.Н. Осокина

Для изучения закономерностей развития трещин, разрывов, разломов и систем разрывов, а также их взаимосвязей с землетрясениями необходимо исследование физики процессов, происходящих во время и после образования единичного разрыва или трещины. Одним из основных физических параметров трещины (разрыва), существующей в напряженном массиве, является величина смещения (подвижки) ее берегов в различных точках сместителя. Вопрос о смещениях берегов трещины рассматривается специалистами разного профиля под различными углами зрения. С одной стороны, по геологическим данным известно, что в земной коре наблюдаются трещины как со смещениями берегов, так и без них. С другой стороны, рядом исследователей нередко допускалось, что если существует трещина и поле напряжений не является всесторонним сжатием, то берега такой трещины испытывают смещения друг относительно друга. Вместе с тем с точки зрения механики очевидно, что при наличии трения не все незажившие трещины, существующие в напряженном массиве и ориентированные наклонно к осям поля напряжений, будут испытывать смещение берегов, а только те, для которых сила трения на плоскости трещины меньше касательного напряжения исходного поля на той же плоскости.

Поскольку вопросы разделения разрывов и трещин на активные и неактивные и выяснения закономерностей, управляющих величиной относительного смещения берегов, могут оказаться полезными при решении различных задач геологии, тектонофизики и сейсмологии, связанных с изучением движений по разломам, характеристик трещин и очагов землетрясений, в настоящей работе делается попытка рассмотреть данные вопросы на примере количественного исследования решения плоской задачи теории упругости о строении поля напряжений в окрестностях разрыва.

1. ВЕЛИЧИНА ОТНОСИТЕЛЬНОГО СМЕЩЕНИЯ БЕРЕГОВ РАЗРЫВА

Предполагалось, что в массиве, однородно нагруженном на бесконечности, до нагружения существовал прямолинейный разрыв (трещина) длиной $2l$ и отыскивалась величина относительного смещения его берегов, после того как усилия на бесконечности постепенно возросли до своего окончательного значения.

Было использовано рассмотренное в предыдущей статье Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана (см. также [14, 15]) решение плоской задачи о равновесии упругой плоскости с упругими константами μ , κ , ослабленной трещиной длиной $2l$, направленной по оси x , причем центр трещины совпадает с началом координат.

На бесконечности действует произвольное однородное напряженное состояние, задаваемое главными напряжениями σ_1^0 , σ_2^0 , причем ось σ_2^0 составляет угол α с осью x (см. рис. 1, a в предыдущей статье). На берегах разрыва действует закон сухого трения Кулона-Мора с постоянным коэффициентом трения k

$$k|\sigma_y| \geq |\tau_{xy}|. \quad (1)$$

Относительно внешней нагрузки предполагается, что она обеспечивает отсутствие на берегах разрыва отрывных (нормальных к трещине) относительных смещений

$$u_y^+ = u_y^-, \text{ на } y = 0, x \in (-l, l), \quad (2)$$

где $u = (u_x, u_y)$ – вектор смещения, а значки \pm показывают, что значение соответствующей величины относят к разным берегам разрыва.

Для выполнения условия (2) необходимо, чтобы на разрыве напряжение σ_y было сжимающим

$$\sigma_y < 0 \text{ на разрыве } [y = 0, x \in (-l, l)] \quad (3)$$

Компоненты тензора напряжений σ_y , τ_{xy} непрерывны на разрыве

$$\begin{aligned} \sigma_y^+ &= \sigma_y^-; \\ \tau_{xy}^+ &= \tau_{xy}^-, \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения равновесия вместе с граничными условиями (1), (2), (4) завершают постановку задачи, решение которой приводится в предыдущей статье¹.

Смещения могут быть вычислены по формуле

$$2\mu \frac{\partial}{\partial x}(u_x - iu_y) = \kappa \bar{\Phi}(z) + \Phi(z), \quad (5)$$

где комплексный потенциал $\Phi(z)$ выражается следующим образом:

$$\Phi(z) = \frac{iT}{2} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 - l^2}} \right). \quad (6)$$

Здесь

$$T = -kp + k\tau \cos 2\alpha + \tau \sin 2\alpha = \tau_{xy}^0 - k\sigma_y = \Delta\tau \quad (7)$$

Потенциал Φ от комплексного переменного z является четной функцией z из-за нечетности $(z^2 - l^2)^{1/2}$.

В дальнейшем будем интересоваться относительными сдвиговыми смещениями² берегов разрыва. Для этого проинтегрируем выражение (5) по x с учетом (6) и вычтем значения u_x для верхнего и нижнего берега

$$\Delta u_x = u_x^+ - u_x^- = T \frac{1+\kappa}{2\mu} \sqrt{l^2 - x^2} = \Delta\tau l \frac{1+\kappa}{2\mu} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{l}\right)^2}. \quad (8)$$

Из решения задачи следует, что величина относительного сдвигового смещения берегов разрыва: 1) пропорциональна величине падения касательного напряжения на разрыве; 2) пропорциональна длине разрыва; 3) изменяется по закону $(l^2 - x^2)^{1/2}$ от максимального значения в середине разрыва до нуля у его концов. Первые два положения совпадают с результатами, известными в сейсмологии [7, 9 и др.]. Третье положение хорошо известно геологам, второе положение совпадает с натурными геологическими данными, по-видимому, полуколичественно [20, 27].

Удобно ввести безразмерное относительное смещение. Для этого введем характерную величину $\Delta u_x^0 = \tau \frac{1+\kappa}{2\mu} l$; Δu_x^0 равно относительному смещению берегов в центре разрыва

для случая $k = 0$, $\alpha = \pi/4$. В этом случае смещения берегов для разрывов длиной $2l$ и при внешней нагрузке τ оказываются максимальными. Безразмерное относительное сдвиговое смещение берегов $W(x)$ будет равно

$$W(x) = \frac{\Delta u_x}{\Delta u_x^0} = \frac{T}{\tau} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{l}\right)^2} = W_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{l}\right)^2}, \quad (9)$$

где W_0 – безразмерное относительное смещение берегов в середине разрыва или безразмерное снятое напряжение на разрыве, представляющее функцию от k , p/τ , α .

¹ При этом предполагается возможность квазистатического нагружения, принятая в статье Д.Н. Осокиной, В.Н. Фридмана в настоящем сборнике.

² Термин “сдвиговые смещения” употребляется здесь как термин механики, а не в геологическом понимании. Он подразумевает компоненту вектора смещения берегов, лежащую в плоскости разрыва, тогда как отрывные (раздвиговые) смещения представляют компоненту перпендикулярную к этой плоскости. Соответственно с точки зрения механики (а не геологии) употребляется и термин “сдвиговый разрыв”, подразумевающий разрыв, для которого вектор смещения берегов лежит в плоскости сместителя.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ АКТИВНОГО И НЕАКТИВНОГО ПОВЕДЕНИЯ РАЗРЫВА³

Условие, при котором на берегах разрыва есть сдвиговые смещения, т.е. условие, противоположное (1), равносильно $T < 0$, поэтому, обозначив $p^* = p/\tau$, можем записать для W_0

$$W_0 = f(k, p^*, \alpha) = T/\tau = -kp^* + k \cos 2\alpha + \sin 2\alpha > 0. \quad (10)$$

Геометрический смысл функции $W = f(k, p^*, \alpha)$ – безразмерное относительное смещение центра разрыва в задаче с коэффициентом трения k , параметром нагружения p^* и углом α . Для получения истинного относительного смещения нужно умножить величину безразмерного смещения W на $\tau l(1+k)/2\mu$.

Кроме условия (10), имеется еще ограничивающее условие (3), которое можно записать в виде⁴

$$-p^* + \cos 2\alpha < 0. \quad (3a)$$

Из (10) видно, что при $k = 0$ разрыв активизируется в интервале $\alpha \in (0, \pi/2)$; при этом надо следить за выполнением (3a), иначе появляются отрывные смещения.

При $k > 0$ выражение (10) можно записать в виде

$$-p^* + \cos 2\alpha + \frac{1}{k} \sin 2\alpha > 0 \quad (10б)$$

или в виде

$$\frac{(1+k^2)^{1/2}}{k} \sin(2\alpha + \alpha^*) > p^*, \quad (11)$$

где

$$\alpha^* = \arcsin [k/(1+k^2)^{1/2}]. \quad (12)$$

Рассмотрим теперь подробно, при каких нагрузках и в каком интервале углов α возможна активизация разрыва.

Параметр нагрузки равен

$$p^* = \frac{\sigma_2^0 + \sigma_1^0}{\sigma_2^0 - \sigma_1^0}. \quad (13)$$

Напомним, что, по предположению, $\sigma_2^0 < \sigma_1^0$.

При этом

$$a) p^* < -1 \quad (13a)$$

соответствует

$$0 < \sigma_2^0 < \sigma_1^0; \quad (13б)$$

$$б) p^* > 1$$

соответствует

$$\sigma_2^0 < \sigma_1^0 < 0; \quad (13в)$$

$$в) |p^*| < 1$$

соответствует

$$\sigma_2^0 \leq 0 \leq \sigma_1^0.$$

Рассмотрим поведение разрыва в разных интервалах нагрузок (рис. 1).

³ Этот раздел написан В.Н. Фридманом. Он представляет несколько расширенный вариант одного из разделов работы Д.Н. Осокиной, В.Н. Фридмана [14] и работы этих же авторов, находящейся в печати.

⁴ Неравенства (3a) и (10) следуют из результатов предшествующей статьи.

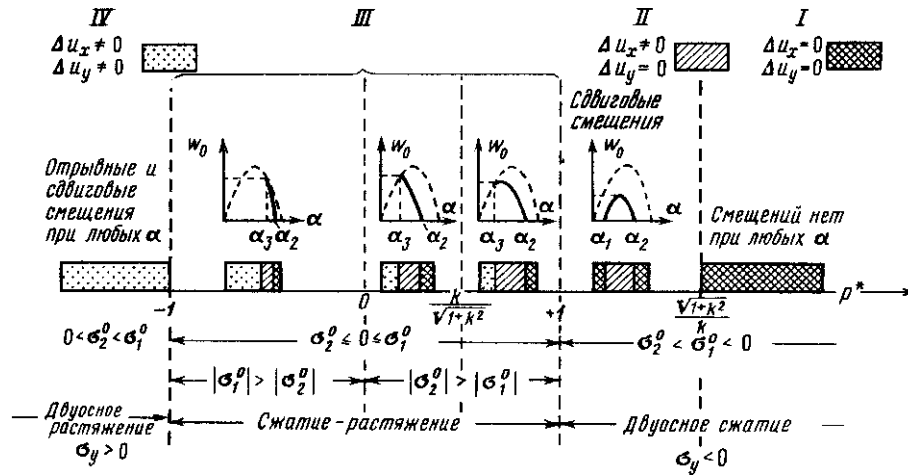


Рис. 1. Области изменения типа внешнего поля напряжений (параметра нагружения p^*) и отвечающие им различные типы поведения смещений берегов разрыва

1. При $p^* < -1$ нормальное напряжение на разрыве – растягивающее, $\sigma_y > 0$. На разрыве возникают как сдвиговые, так и отрывные относительные смещения при произвольном $0 < \alpha < \pi/2$.

2. Из неравенства (11) следует, что при

$$p^* \geq \frac{(1+k^2)^{1/2}}{k} \geq 1$$

на разрыве не будет относительных смещений – сила трения препятствует движению по разрыву. Это соответствует нагрузкам

$$\left(\frac{\sqrt{1+k^2}}{k} - 1 \right) \sigma_2^0 > \left(\frac{\sqrt{1+k^2}}{k} + 1 \right) \sigma_1^0.$$

При этом оба напряжения σ_1^0 , σ_2^0 , как уже отмечалось, в этом случае – сжимающие.

3. В случае

$$1 \leq p^* < \frac{\sqrt{1+k^2}}{k}$$

условие (3) всегда выполнено, при этом разрыв активизируется в интервале углов

$$\alpha_1 < \alpha < \alpha_2,$$

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_0 - \alpha^*}{2}, \quad (14)$$

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_0 + \alpha^*}{2},$$

где

$$\alpha_0 = \arcsin \left(p^* \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \right). \quad (15)$$

В этом случае $\alpha_1 > 0$,

длина активного интервала $\alpha_2 - \alpha_1$

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{2} - \arcsin \left(p^* \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \right) > 0,$$

причем при $k \rightarrow \infty$, $\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$, $\alpha_1 \rightarrow 0$. При $p^* = 1$ $\alpha_1 = 0$.

Максимальные смещения достигаются в середине активного интервала (14) при

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{1}{k}. \quad (16)$$

Если $k = 0$, $\alpha_{\max} = \pi/4$; а при $k \rightarrow \infty$ $\alpha_{\max} \rightarrow 0$.

Максимальное значение смещения $W = f(k, p^*, \alpha)$ равно, как видно из (10),

$$W_{0\max} = \sqrt{1+k^2} - kp^*$$

Вид кривых $W_0 = f(\alpha)$ для этой области нагрузок показан на рис. 2.

4. В случае $|p^*| \leq 1$ приходится учитывать условие (3а).

Интервал углов α , в котором на трещине действуют сжимающие усилия, есть

$$\alpha_3 < \alpha \leq \frac{\pi}{2}, \quad (17)$$

где

$$\alpha_3 = \frac{1}{2} \arccos(p^*). \quad (18)$$

В этом случае интервалом углов α , при которых на разрыве есть относительные сдвиговые смещения, является пересечение интервалов (14) и (17), т.е.

$$\alpha_3 \leq \alpha \leq \alpha_2. \quad (19)$$

Нетрудно показать, что $\alpha_2 \geq \alpha_3$.

В этой области нагрузок приходится рассмотреть три случая.

а. При $-1 \leq p^* \leq 0$, что соответствует $\sigma_1^0 > -\sigma_2^0 > 0 > \sigma_2^0$, $\alpha_3 \geq \pi/4$, причем при $k \rightarrow \infty$, $\alpha_2 \rightarrow \alpha_3$.

Угол, при котором безразмерное смещение достигает максимума,

$$\alpha_{\max}^0 = \alpha_3, \quad (21)$$

поскольку $\alpha_3 \geq \alpha_{\max}$, определяемого из (16).

$$W_{0\max} = \sqrt{1-p^{*2}} \quad (22)$$

независимо от k .

Вид кривой $W_0 = f(\alpha)$ для этой области нагрузок показан на рис. 3, б (кривая 1).

При $0 \leq p^* \leq 1$, что соответствует $-\sigma_2^0 > \sigma_1^0 > 0 > \sigma_2^0$, $\alpha_3 \leq \pi/4$, приходится рассмотреть еще два случая, когда

б. $0 \leq p^* \leq \frac{k}{\sqrt{1+k^2}}$, тогда α_{\max}^0 определяется из выражения (21).

в. $\frac{k}{\sqrt{1+k^2}} < p^* < 1$, тогда α_{\max} определяется из формулы (16).

Вид кривых $W_0 = f(\alpha)$ для этих двух областей нагрузок показан на рис. 3 (кривая 2 на рис. 3, б и кривая на рис. 3, а).

Этим исчерпывается отыскание активных интервалов – интервалов изменения углов α , при которых на разрыве есть сдвиговые относительные смещения и отсутствуют отрывные – для различных нагрузок и различных значений коэффициента трения k .

Таким образом, при наличии трения можно выделить четыре области изменения нагрузки, показанные на рис. 1 римскими цифрами.

I – область полностью неактивного поведения разрыва; смещения на нем отсутствуют при любых α . Это область двуосного сжатия, $p^* \geq \frac{\sqrt{1+k^2}}{k} \geq 1$.

II и III – области, в которых возможно как активное, так и неактивное поведение разрыва, $-1 < p^* < \frac{\sqrt{1+k^2}}{k}$.

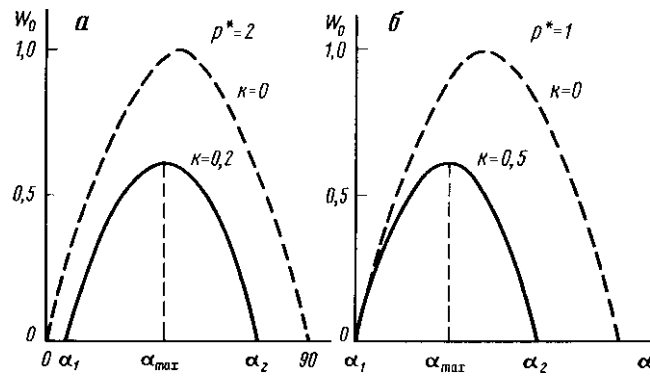


Рис. 2. Зависимость безразмерного сдвигового относительного смещения берегов разрыва W_0 от угла α в области нагрузок $1 \leq p^* < (1 + k^2)^{1/2} / k$

a – кривая для двусосного сжатия, типичная для этой области нагрузок ($p^* = 2; k = 0,2$); b – кривая для одноосного сжатия ($p^* = 1; k = 0,5$). Пунктиром показаны кривые $W_0(\alpha) = \sin 2\alpha$ для случая $k = 0$

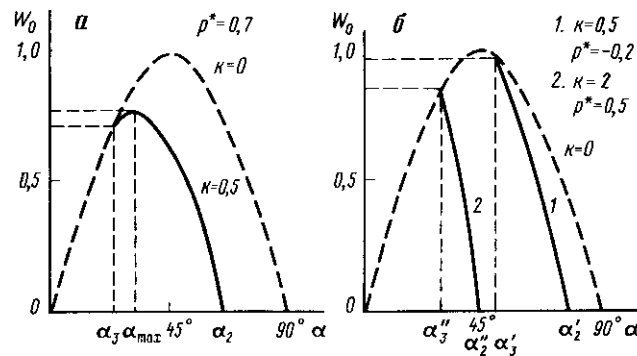


Рис. 3. Зависимость безразмерного относительного смещения берегов разрыва W_0 от угла α в области нагрузок $|p^*| \leq 1$

a – кривая, типичная для случая $k / (1 + k^2)^{1/2} \leq p^* \leq 1; \alpha_3 < \pi / 4$ ($p^* = 0,7; k = 0,5$); b – кривая 1, типичная для случая $-1 \leq p^* \leq 0; \alpha_3 > \pi / 4$ ($p^* = -0,2, k = 0,5$); кривая 2, типичная для случая $0 \leq p^* \leq k / (1 + k^2)^{1/2}, \alpha_3 < \pi / 4$ ($p^* = 0,5; k = 2$).

Пунктиром показаны кривые $W_0 = \sin 2\alpha$.

II – область двусосного сжатия, $1 \leq p^* < \frac{\sqrt{1 + k^2}}{k}$

III – область сжатия-растяжения, $-1 < p^* < 1$.

IV – область полностью активного поведения разрыва. В ней при любых α возможны и сдвиговые, и отрывные смещения. Это область двусосного растяжения, $p^* \leq -1$.

Отметим, что при $\sigma_y > 0$ безразмерное относительное сдвиговое смещение $W(x)$ описывается выражением, совпадающим по форме с (9), полученным при $\sigma_y < 0$, но в этом случае

$$W_0 = \frac{\Delta\tau}{\tau} = \sin 2\alpha. \tag{23}$$

Этот результат можно получить из решения задачи об упругой среде с разрывом, на берегах которого $\sigma_y > 0$ [16,17].

Таким образом, кривая зависимости сдвиговых смещений от ориентации $W_0(\alpha) = \sin 2\alpha$, которая для закрытого разрыва (при $\sigma_y < 0$) описывает наибольшие смеще-

ния, возможные на разрыве при заданном угле α и возникающие при отсутствии трения (при $k = 0$), совпадает с кривой $W_0(\alpha)$ для открытого разрыва (при $\sigma_y > 0$). На рис. 1–3 эти кривые построены пунктиром; они позволяют проследить изменение величин $W_0(\alpha)$ после перехода условий задачи в область $\sigma_y > 0$.

Во II области σ_y на разрыве всегда сжимающее, поэтому смещения по разрыву могут быть только сдвиговые. В III области часть активного поведения связана только со сдвиговыми смещениями, но по достижении критического угла α_3 , после которого нормальное напряжение на разрыве становится растягивающим, к сдвиговым смещениям добавляются раздвиговые. В IV области при двусосном растяжении для любых α разрыв активен и одновременно возникают сдвиговые и отрывные смещения.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СМЕЩЕНИЙ БЕРЕГОВ РАЗРЫВА ОТ ЕГО ОРИЕНТАЦИИ, ЗНАЧЕНИЙ ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ ДВУМЕРНОГО ИСХОДНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ

Для II области, в которой всегда выполняется условие $\sigma_y < 0$, и для III области, где это условие выполняется только для части углов α , были исследованы зависимости величины безразмерного сдвигового смещения W_0 от ориентации разрыва в исходном поле (угла α), типа этого поля (параметра p^*) и величины коэффициента трения k (рис. 2, 3, 4). Была рассмотрена также зависимость углов α_1 и α_2 , отвечающих началу и концу диапазона углов активного поведения разрыва, от p^* и k (рис. 5). Было показано, что кривые зависимости безразмерных величин смещения (или снятого напряжения) от ориентации проходят через максимум.

Рассмотрим эти кривые для II области подробнее. На рис. 4 показаны три семейства таких кривых. В левом и среднем семействах кривые отвечают различным значениям коэффициента трения при постоянном параметре p^* . Для левого семейства $p^* = 2(\sigma_2^0 / \sigma_1^0 = 3)$, для среднего $p^* = 1$ (одноосное сжатие), цифры около кривых – значения k . В правом семействе кривые отвечают различным значениям p^* (от 1 до 5) при постоянном значении k , равном 0,2.

Максимальное значение смещения берегов разрыва (падения напряжения) W_0 достигается в середине интервала активных углов при угле

$$\alpha_{\max} = (1/2) \arctg 1/k$$

При $k = 0$, $\alpha_{\max} = \pi/4$. Кривая для $k = 0$ – это самая верхняя кривая в каждом семействе на рис. 4. С ростом трения интервал активных углов уменьшается и смещается в сторо-

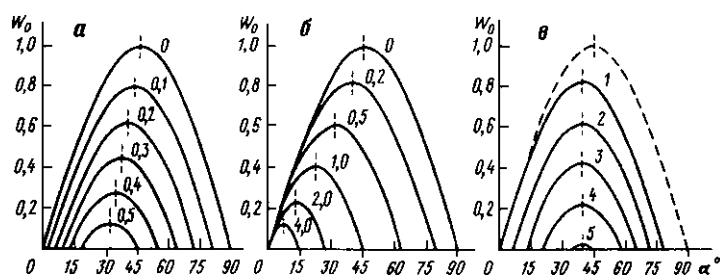


Рис. 4. Зависимость безразмерных величин смещения берегов W_0 (снятого напряжения) от ориентации разрыва (угла α), типа внешнего поля напряжений и коэффициента трения в области нагрузок $1 \leq p^* < (1 + k^2)^{1/2} / k$, отвечающей двусосному и одноосному сжатию

α , б – кривые $W_0 = W_0(\alpha)$ при $p^* = \text{const}$ и различных значениях коэффициента трения k (цифры около кривых); а – для двусосного сжатия ($p^* = 2$, $\sigma_2^0 / \sigma_1^0 = 3$); б – для одноосного сжатия ($p^* = 1$); в – кривые $W_0 = W_0(\alpha)$ при постоянном k ($k = 0,2$) и различных значениях p^* (цифры около кривых). Пунктиром показана кривая $W_0 = W_0(\alpha)$ для $k = 0$

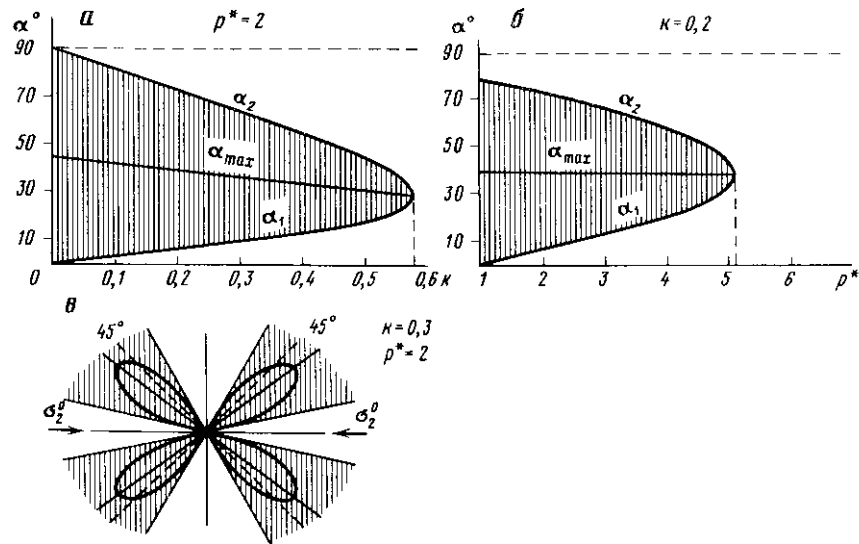


Рис. 5. Выделение областей активного и неактивного поведения разрыва

a – кривые зависимости углов α_2 , α_1 , α_{\max} от значений k при постоянном p^* ($p^* = 2$); *b* – кривые зависимости углов α_2 , α_1 , α_{\max} от значений p^* при постоянном k ($k = 0,2$); *v* – роза-диаграмма, показывающая величину смещения по разрыву W_0 как функцию угла α для случая $k = 0,3$; $p^* = 2$ при заданной ориентации оси σ_2^0

к рис. 5, *a*
 $p^* = 2$; $\sigma_2 / \sigma_1 = 3$

k	α_1	α_2	α_{\max}	k	α_1	α_2	α_{\max}
0	0	90°	45°	0,4	13°00'	55°00'	34°06'
0,1	3°00'	81°30'	42°08'	0,5	18°30'	45°00'	31°43'
0,2	6°00'	72°30'	39°20'	0,577	30°30'	30°00'	30°00'
0,3	9°11'	64°06'	36°38'				

к рис. 5, *b*
 $k = 0,2$; $\alpha_{\max} = 39°20'$

p^*	α_1	α_2	σ_2 / σ_1	p^*	α_1	α_2	σ_2 / σ_1
1	0	78°30'	∞	4	20°00'	58°18'	1,67
2	5°45'	72°45'	3,0	5	33°42'	45°00'	1,5
3	12°15'	66°15'	2,0	5,099	39°20'	39°20'	1,488

ну малых углов, угол α_{\max} смещается также. С ростом p^* (при $k = \text{const}$) интервал $\alpha_2 - \alpha_1$ также уменьшается. Максимальное значение смещения $W_{0\max}$ (при $\alpha = \alpha_{\max}$) снижается с ростом как коэффициента k , так и нагрузки p^* . В случае одноосного сжатия ($p^* = 1$) $\alpha_1 = 0$.

На рис. 5 показано выделение областей активного и неактивного поведения разрыва. Здесь построены зависимости углов α_2 , α_{\max} и α_1 от k при постоянном параметре нагружения p^* ($p^* = 2$) и зависимости углов α_2 , α_{\max} и α_1 от p^* при постоянном коэффициенте трения $k = 0,2$. Заштрихованные области на плоскостях (α, k) , (α, p^*) отвечают активному поведению разрыва, вся незаштрихованная часть этих плоскостей – неактивному поведению.

Необходимо здесь подчеркнуть, что, как уже отмечалось в предыдущей статье, в соответствии с вязко-упругой аналогией при соблюдении ряда ограничений все зависимости величин относительных смещений берегов разрыва W_0 от различных факторов, полученные для упругой среды, можно перенести на линейно-вязкую среду (с весьма высокой вязкостью порядка 10^{17} – 10^{21} Па·с), ослабленную разрывом, по которому идет смещение берегов с постоянной скоростью \dot{W}_0 , причем между берегами действует сухое трение с постоянным коэффициентом трения k . При этом смещения и деформации необходимо заменить на скорости смещений и скорости деформации, а модули упругости – на коэффициенты вязкости.

Обсудим эти результаты с точки зрения попытки приложить их к интерпретации натурных наблюдений. По некоторым косвенным оценкам [10 и др.] эффективный коэффициент сухого трения k для реальных разломов меньше, чем для образцов горных пород, и составляет примерно 0,2–0,3 и ниже. В этом случае для двусосного сжатия ($p^* \approx 2$) активными будут разрывы с углами α примерно от 10 до 65°, а для одноосного сжатия ($p^* = 1$) – разрывы с углами α от 0 до 75°. Углы α_{\max} при таких k составляют ~ 35°–40°. Для небольших разрывов и трещин коэффициент трения, вероятно, ближе к значениям k для образцов горных пород – порядка 0,5 и выше [23]. В этом случае при $p^* = 2$ активными будут разрывы с углами α примерно от 15 до 45°, при $p^* = 1$ – разрывы с углами $\alpha \approx 10$ –60°, причем углы $\alpha_{\max} \leq 30^\circ$. При k порядка 2–3 углы α_{\max} становятся равными 10–15°.

Поскольку величина коэффициента интенсивности напряжений у концов разрыва пропорциональна величине падения напряжения на разрыве, можно ожидать, что наиболее благоприятными для образования и роста разрывов и трещин в массиве будут ориентации плоскостей с углами $\alpha \approx 15$ –45°, близкие к α_{\max} .

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СМЕЩЕНИЙ БЕРЕГОВ РАЗРЫВА ОТ ЕГО ОРИЕНТАЦИИ, ЗНАЧЕНИЙ ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ ТРЕХМЕРНОГО ИСХОДНОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ

Была предпринята попытка исследовать характер зависимости безразмерных величин падения напряжений на разрыве (или смещения его берегов) от различных факторов для случая трехмерного поля напряжений по аналогии с тем, как это было исследовано для случая двумерного поля напряжений.

Принималось, что в упругой среде, ослабленной разрывом с кулоновым трением между берегами, заданы: три главные напряжения на бесконечности σ_1^0 , σ_2^0 , σ_3^0 ; ориентация плоскости разрыва (направляющие косинусы l , m , n углов нормали с осями σ_1^0 , σ_2^0 , σ_3^0) и коэффициент трения между берегами k . Как известно [22], в этом случае, как и в двумерной задаче, для сдвигового разрыва нормальное напряжение на разрыве σ_n (если оно сжимающее) остается равным своему значению в исходном поле: $\sigma_n = \sigma_n^0$.

С использованием этого условия вычислялась безразмерная величина падения касательного напряжения на разрыве W_0 через напряжения исходного поля τ_n^0 , σ_n^0 , τ_{\max}^0

$$W_0 = \frac{\Delta\tau}{\tau_{\max}^0} = \frac{\tau_n^0 - \tau_n}{\tau_{\max}^0} = \frac{\tau_n^0 - k\sigma_n}{\tau_{\max}^0} = \frac{\tau_n^0 - k\sigma_n^0}{\tau_{\max}^0}, \quad (24)$$

Здесь τ_n – касательное напряжение на разрыве, τ_n^0 и σ_n^0 – касательное и нормальное напряжения исходного поля на плоскости, совпадающей с плоскостью разрыва, τ_{\max}^0 – максимальное касательное напряжение для исходного поля. Величины τ_n^0 , σ_n^0 , τ_{\max}^0 определялись по известным формулам для трехмерного напряженного состояния, выражающим их через главные напряжения исходного поля σ_1^0 , σ_2^0 , σ_3^0 и косинусы углов между нормалью к плоскости разрыва и осями главных напряжений (l , m , n). Из из-

вестной в сейсмологии пропорциональности между величиной Δt и величиной сдвигового смещения берегов разрыва Δu_t [9 и др.] следует, что величина $W_0 = \Delta t / \tau_{\max}^0$ должна быть равна безразмерному смещению берегов в середине разрыва $\Delta u_t / \Delta u_t^0$, где Δu_t^0 – максимальное смещение берегов в центре разрыва данной длины. (Оно достигается при $k = 0$ и при ориентации разрыва вдоль плоскости τ_{\max} исходного поля.)

Для изображения зависимости безразмерного смещения берегов (или падения напряжений) W_0 от ориентации разрыва использовалось построение в стереографической проекции на сетке Вульфа. Каждый разрыв изображался своим полюсом – точкой выхода нормали на верхнюю полусферу [2, 3], около каждой точки ставились величины W_0 и затем проводились их изолинии. Таким образом, разделялись области ориентации с активным и неактивным поведением разрыва. Полученные стереограммы показаны на рис. 6 и в верхнем ряду рис. 7. Области, где $W_0 = 0$, на этих рисунках оставлены незаштрихованными, а различная величина W_0 изображена различной штриховкой, в порядке возрастания от 0 до 1.

На рис. 6 в верхнем ряду показаны стереограммы с изолиниями величин W_0 для трех случаев исходного поля напряжений (чистого сдвига, двусосного сжатия и трехосного сжатия) с одинаковыми девиаторами напряжений ($\mu_0^0 = 0$) и различными величинами всестороннего сжатия σ_m^0 . Коэффициент трения k для всех трех случаев одинаков. Для чистого сдвига работают практически все возможные ориентации разрыва. При увеличении значений σ_m все большая часть ориентации разрывов попадает в область неактивного поведения, резко падает величина максимального смещения $W_{0\max}$ (от 1 при $\sigma_m^0 = 0$ до 0,277 при $\sigma_m^0 = -2$), но форма изолиний почти не изменяется.

В нижнем ряду на рис. 6 показана картина тех же изолиний при повороте осей внешнего поля σ_1^0 и σ_2^0 на 45° вокруг оси σ_3^0 . При таком положении стереограмм на них хорошо видны два максимума, центры которых лежат на плоскости $\sigma_1^0 \sigma_3^0$ и сдвинуты в сторону оси σ_1^0 . Отвечающие им плоскости пересекаются по оси σ_2^0 и составляют с осью σ_3^0 острый, а с осью σ_1^0 тупой угол.

На рис. 7 в верхнем ряду показаны 4 стереограммы с изолиниями величин W_0 , для которых исходное поле имеет разную форму девиатора напряжений при практически одинаковых значениях всестороннего давления σ_m^0 и коэффициента трения.

Значения μ_0^0 изменяются с шагом 0,5 от -1 до 1 . При этом резко изменяется форма изолиний, тогда как размеры областей неактивного поведения разрывов и величина максимального смещения $W_{0\max}$ изменяются слабо⁵.

На стереограммах, приведенных на рис. 6 и 7, можно отметить три особенности “максимумов”, оговоренных изолиниями повышенных смещений W_0 . Во-первых, эти максимумы для всех случаев, когда модуль величины μ_0^0 заметно отличается от единицы, имеют резко неизометричную форму, их угловые размеры по длинной оси в 2–3 раза больше, чем по короткой. Во-вторых, вопреки ожиданию, их длинная ось располагается не вдоль плоскости $\sigma_1^0 \sigma_3^0$, а субнормально или нормально к этой плоскости. В-третьих, в случае $\mu_0^0 = 0$ не наблюдаются одновременно два малых пояса трещин вокруг осей σ_3^0 и σ_1^0 , вопреки мнению некоторых геологов [8 и др.].

Для сопоставления результатов теоретического расчета с сейсмологическими данными в нижнем ряду на рис. 7 показано в изолиниях распределение традиционно используемых в сейсмологии осей i и k , построенное для разрывов с различными значениями W_0 , отвечающих изолиниям W_0 на трех стереограммах верхнего ряда. Следует отметить, что двум максимумам величин подвижек W_0 отвечает не один, а два максимума осей i и два – осей k ; эти максимумы для каждой из осей частично пересекаются. При этом возникают участки пересечения областей выходов осей i (или k) для больших и для малых W_0 , показанные наложением двух соседних штриховок.

⁵ Отметим, что согласно вязко-упругой аналогии те же стереограммы, которые для упругой среды описывают распределение в пространстве разрывов с различной величиной смещения берегов W_0 , для линейно-вязкой среды описывают распределение в пространстве разрывов с различной величиной скорости смещения берегов и изолинии на них отвечают условию $W_0 = \text{const}$.

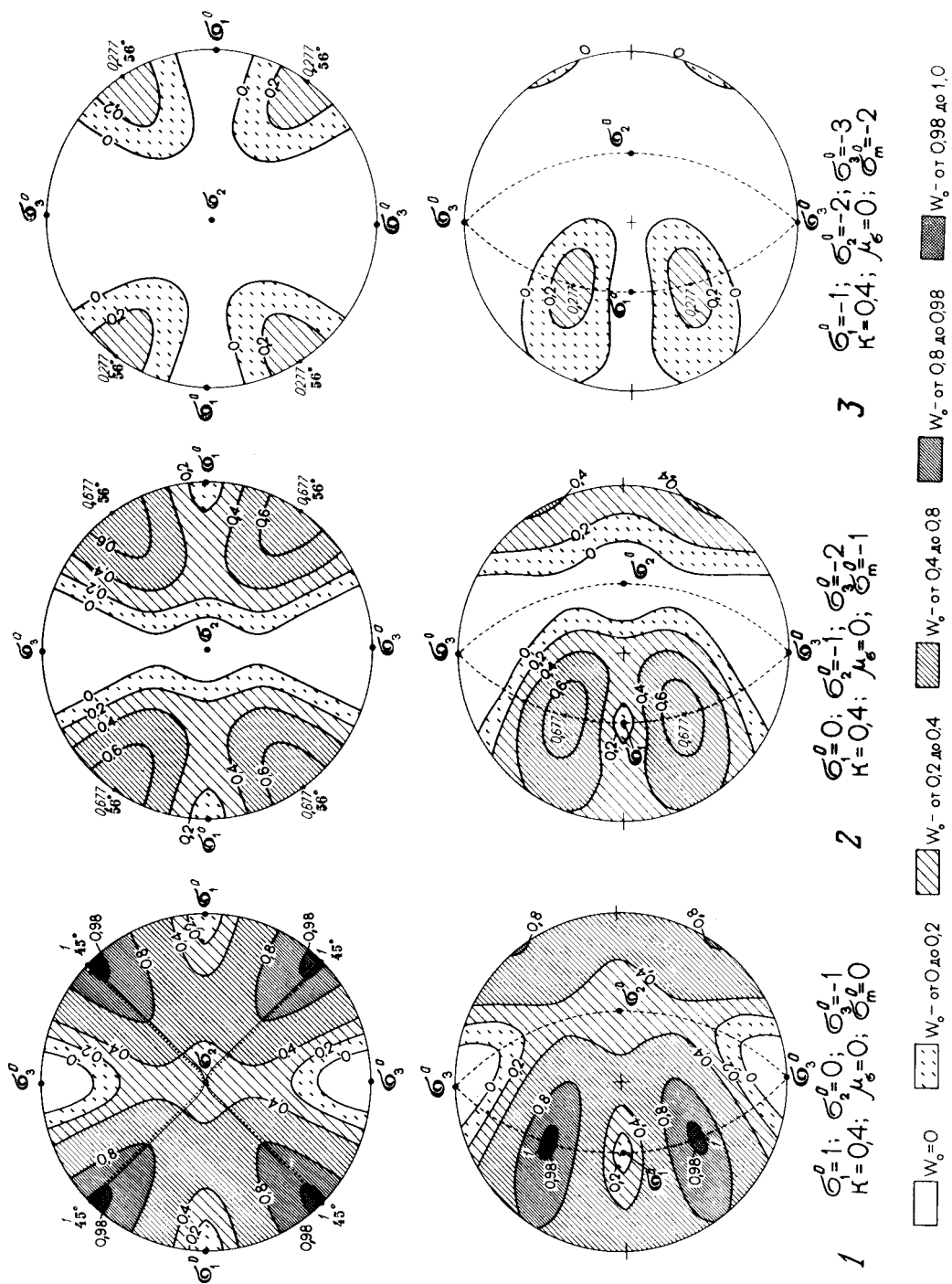
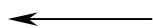


Рис. 6. Безразмерные величины смещения берегов разрыва (падения напряжений на нем) W_0 в зависимости от ориентации разрыва при различном всестороннем давлении σ_m и одинаковых девиаторах напряжений ($\mu_o = 0$). Случай трехмерного исходного поля напряжений

Стереогаммы (слева направо) рассчитаны при значениях $\mu_o = 0$ и $k = 0,4$ для следующих параметров исходного поля: 1 – $\sigma_1^0 = 1$, $\sigma_2^0 = 0$, $\sigma_3^0 = -1$ (чистый сдвиг), $\sigma_m = 0$; 2 – $\sigma_1^0 = 0$, $\sigma_2^0 = -1$, $\sigma_3^0 = -2$ (двуосное сжатие), $\sigma_m = -1$; 3 – $\sigma_1^0 = -1$, $\sigma_2^0 = -2$, $\sigma_3^0 = -3$ (трехосное сжатие), $\sigma_m = -2$. Верхний ряд отвечает горизонтальному положению осей σ_1^0 и σ_3^0 . Нижний ряд показывает те же стереогаммы после поворота их на 45° вокруг оси σ_3^0 . Интервалы изменения значений W_0 от 0 до 1 показаны различной штриховкой



Плоскости $\sigma_1^0 \sigma_3^0$ и $\sigma_2^0 \sigma_3^0$ делят картину на симметричные части. Интересно, что оси σ_3^0 или σ_1^0 лежат в центре фигуры, образуемой двумя пересекающимися максимумами осей i (или k). Для построения изолиний осей i и k последовательно строился ряд плоскостей разрывов, отвечающих точкам изолиний $W_0 = \text{const}$. По значениям σ_1^0 , σ_2^0 , σ_3^0 и l , m , n (где l , m , n – направляющие косинусы нормали к каждой такой плоскости в системе координат σ_1^0 , σ_2^0 , σ_3^0) определялись направляющие косинусы вектора смещения берегов для данной плоскости [6]. Затем определялось положение второй плоскости, перпендикулярной к вектору смещения и проходящей через нормаль к разрыву. По этим двум плоскостям, принимая их за “нодальные”, строили оси i и k путем обычного построения, применяемого в сейсмологии при изучении механизма очага землетрясения для определения этих осей [1, 7 и др.].

5. ВЫВОДЫ

Теперь попробуем интерпретировать результаты рассмотрения зависимостей величин падения напряжений W_0 от разных факторов. Эти зависимости можно рассматривать с трех точек зрения: геологии, физики разрушения и физики очага, что позволяет выделить три разных подхода к результатам.

Посмотрим на эти стереогаммы величин W_0 с точки зрения геолога. Они очень похожи на картины изображения трещин в участках массива, получавшиеся многими авторами [2, 3, 25, 26 и др.]. Как можно интерпретировать такое совпадение?

Кажется естественным предположить, что величина смещения берегов по разрыву (или трещине) данной ориентации должна быть пропорциональна вероятности возникновения нарушения или числу наблюдаемых в массиве нарушений с такой ориентацией. Такая гипотеза была высказана П.Н. Николаевым несколько лет назад [12].

Рассмотренная выше в настоящей статье по результатам двумерной задачи о смещениях возможная обусловленность ориентации возникающих в массиве сколов ориентацией плоскостей, для которых смещения берегов нарушений максимальны или близки к максимальным, согласуется с этой гипотезой.

При таком предположении полученные на стереогаммах картины изолиний подвижек можно рассматривать как аналог изображения на стереографической проекции распределения возникающих в массиве трещин⁶.

⁶ Отметим, что полученную путем расчета стереографическую картину изолиний смещений можно напрямую сопоставлять с наблюдаемыми в природе картинами распределения полюсов трещин только в случае малости пластических деформаций пород после образования трещин и относительного постоянства коэффициента трения. В природе, если породы достаточно деформируемые или “мягкие”, то трещины, образовавшиеся под углами α_{max} к σ_3^0 ($\alpha_{\text{max}} \approx 15 - 40^\circ$), будут поворачиваться вследствие пластического или квазипластического течения среды [11, 12]. При этом углы α будут расти, а максимумы полюсов трещин будут вытягиваться в сторону оси σ_3^0 . Если будут варьировать значения коэффициента трения, это тоже может увеличивать ширину максимума вдоль плоскости $\sigma_1^0 \sigma_3^0$. В случае расчета оба эти эффекта исключены. Поэтому, видимо, нужно сперва исследовать основные особенности расчетных “максимумов” смещений берегов (на стереогаммах), а затем исследовать, при каких условиях эти особенности проявляются на натуральных максимумах трещин.

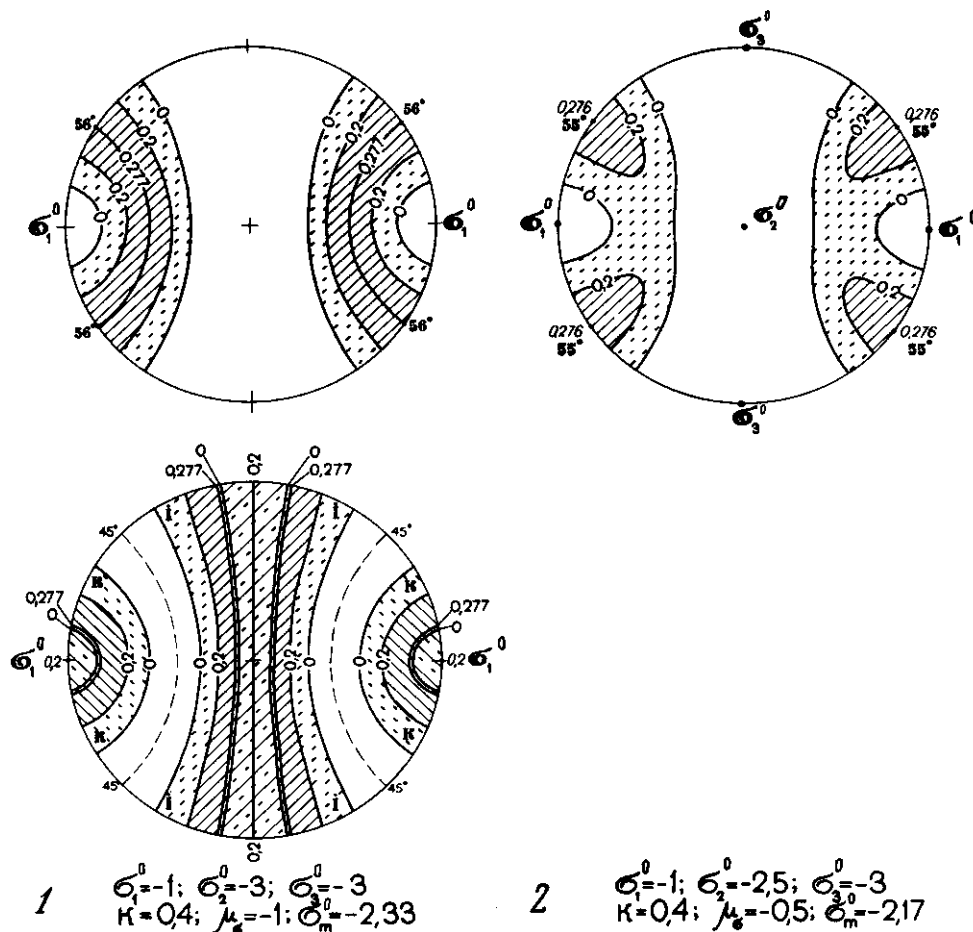


Рис. 7. Безразмерные величины смещения берегов разрыва (падения напряжений на нем) W_0 в зависимости от ориентации разрыва и от вида напряженного состояния μ_0 (верхний ряд) и распределение проекций осей i и k , отвечающих плоскостям разрывов с различной величиной смещения берегов (нижний ряд). Случай трехмерного исходного поля напряжений

Изолинии нижнего ряда отвечают разрывам, образующим изолинии верхнего ряда. Стереogramмы (слева направо) рассчитаны для следующих параметров исходного поля напряжений и разрыва:

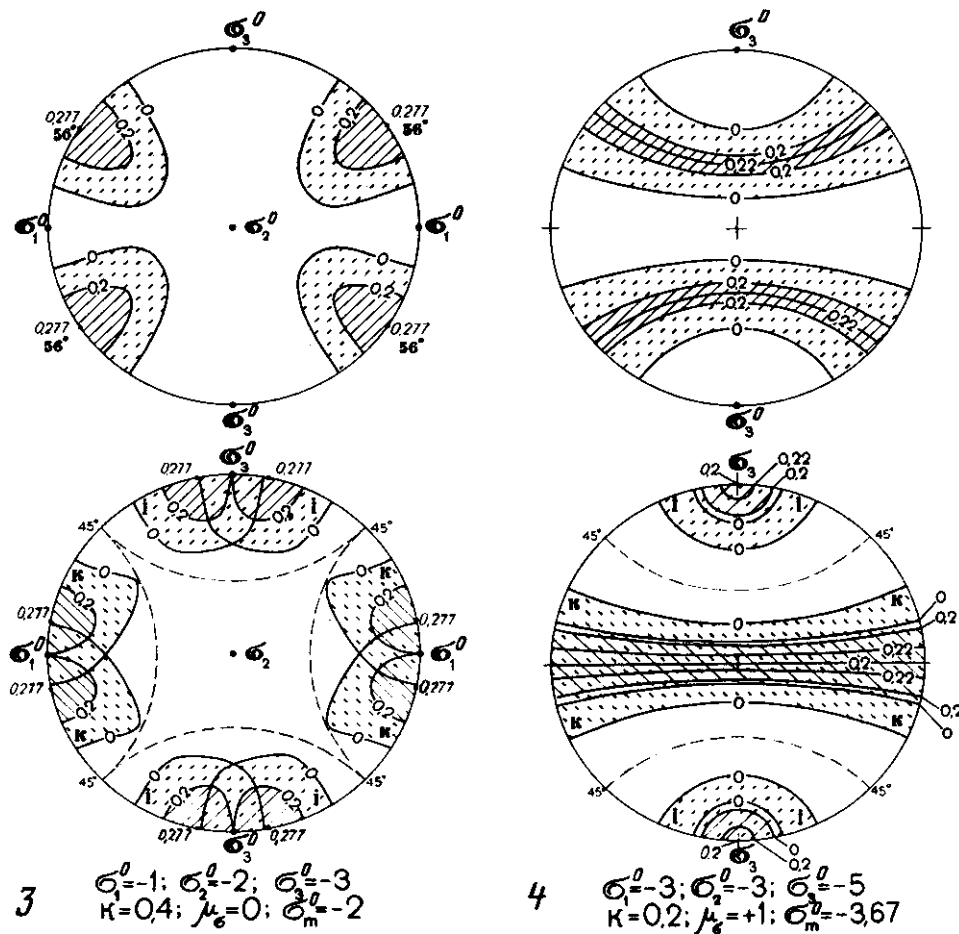
Следует отметить, что эти картины совпадают со структурными рисунками трещиноватости, отвечающими однородно напряженным участкам массива, приводимыми в работах ряда геологов [18, 19, 28 и др.]⁷. На наших рисунках лишь не разделены правые и левые сдвиги и надвиги, а также не нанесены “отрывы”, однако если бы мы ввели такое разделение разрывов с разной кинематикой, то совпадение было бы визуальное еще полнее.

Теперь рассмотрим результаты с точки зрения разрушения массива, точнее, с точки зрения гипотез прочности. Сопоставим выражение падения напряжения на разрыве и приведенное напряжение τ_{np} в гипотезе прочности Мора [13, 24].

Критерий прочности Мора дается выражением

$$\tau_{np} = |\tau_n| + q\sigma_n C_0 \quad (25)$$

⁷ См. также статью Л.М. Расцветаева в настоящем сборнике.



1 - $\mu_0 = -1, (\sigma_1^0 = -1, \sigma_2^0 = -3, \sigma_3^0 = -3), \sigma_m = -2,33, k = 0,4$; 2 - $\mu_0 = -0,5, (\sigma_1^0 = -1; \sigma_2^0 = -2,5, \sigma_3^0 = -3), \sigma_m = -2,17, k = 0,4$; 3 - $\mu_0 = 0, (\sigma_1^0 = -1, \sigma_2^0 = -2, \sigma_3^0 = -3), \sigma_m = -2, k = 0,4$; 4 - $\mu_0 = +1, (\sigma_1^0 = -3, \sigma_2^0 = -3, \sigma_3^0 = -5), \sigma_m = -3,67, k = 0,2$. Условные обозначения те же, что на рис. 6. Участки наложения областей выходов осей i (или осей k) для плоскостей разрывов с различными интервалами величин W_0 показаны наложением соседних штриховок

где τ_n и σ_n – касательное и нормальное напряжения на плоскости скальвания. Для области нагрузок, где $\sigma_n < 0$, это выражение записывается в виде

$$\tau_{np} = |\tau_n| - q|\sigma_n|, \quad (26)$$

что в точности совпадает по форме с выражением для падения напряжений на разрыве

$$\Delta\tau = |\tau_n| - k|\sigma_n|. \quad (27)$$

Только в первом случае фигурирует коэффициент внутреннего трения q , а во втором – коэффициент сухого трения k . Диапазоны изменения обоих этих коэффициентов (примерно от 0,2 до 3) практически совпадают [23]. Если принять, что в конкретном массиве коэффициенты q и k окажутся равны, то совпадение выражений для приведенного напряжения по Мору и падения напряжений на разрыве становится тождественным. В таком случае можно сказать, что существует единая функция (или величина) $\Delta\tau = \tau_{np}$, которая выступает в двух ролях. Для массива с разрывом смещение берегов разрыва делается возможным, когда эта функция становится больше нуля; величина

смещения берегов пропорциональна значению функции. Для сплошного массива становится возможным скальвание по той плоскости, на которой эта функция максимальна, после того как она достигает предельного значения. И углы плоскости с осью σ_3^0 , при которых эта функция достигает максимума, определяют как положение плоскости скальвания, так и ориентацию плоскости разрыва с максимальным смещением берегов. Интересно отметить, что в рамках выбранной модели напряжение σ_2 в выражение для $(\Delta t)_{\max} = (t_{np})_{\max}$ не входит.

Таким образом, мы приходим к попытке дать очень простое физическое объяснение феноменологической теории прочности Мора. Скальвание должно развиваться по тем плоскостям, на которых после разрушения будет максимальным падение напряжений или смещение берегов разрыва, т.е. на плоскостях, на которых при подвижке по разрыву выделится максимальная энергия.

Теперь мы подошли к рассмотрению результатов с точки зрения физики очага и сейсмологии.

Здесь можно отметить три момента.

Во-первых, предлагается в будущем строить структурные рисунки, образуемые осями i и k , по натурным данным о механизмах очагов землетрясений с учетом их магнитуды для отдельных участков коры и сравнивать их с такими же теоретическими рисунками. Возможно, что в ряде случаев это поможет не только уточнить положение главных напряжений внешнего поля, но и попытаться дать оценку относительных величин этих напряжений.

Во-вторых, как говорилось выше, поскольку из решения двумерной задачи следует, что величина коэффициента интенсивности напряжений пропорциональна падению напряжений на разрыве, можно ожидать, что наиболее опасными в отношении как медленного, так и быстрого развития новых разрывов и трещин будут плоскости, для которых величины Δt или W_0 максимальны, а углы α близки к $25-40^\circ$. Вероятно, разрушение массива при всех масштабах рассмотрения обуславливается развитием и объединением разрывов с близкими к максимальным значениями W_0 .

И третий момент. В рамках выбранной модели полученные результаты показывают наличие существенной зависимости смещения берегов разрыва и падения напряжений на нем от ориентации плоскости разрыва, типа исходного поля напряжений и эффективного коэффициента трения на берегах. Исходя из этого, следует предполагать, что сейсмический момент и энергия землетрясений должны существенно зависеть от тех же факторов и поэтому при равных размерах разрыва в очаге могут изменяться в десятки и сотни раз. Максимальные значения сейсмического момента и энергии землетрясения должны достигаться не на плоскостях максимальных касательных напряжений, как нередко считалось ранее, а на плоскостях, на которых в данном поле напряжений достигают максимума величина подвижки и величина снятого напряжения в очаге.

ЛИТЕРАТУРА

1. Введенская А.В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М.: Наука, 1969. 136 с.
2. Гзовский М.В. Математика в геотектонике. М.: Недра, 1971. 240 с.
3. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 536 с.
4. Гуценко О.И. Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 7-25.
5. Гуценко О.И. Определение тектонических полей напряжений методом кинематического анализа структур разрушения (в связи с прогнозом сейсмической опасности) // Природа и методология определения тектонических напряжений в верхней части земной коры. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 35-52.
6. Гуценко О.И., Сим Л.А. Обоснование метода реконструкции напряженного состояния земной коры по ориентировкам сдвиговых тектонических смещений (по геологическим и сейсмологическим данным) // Механика литосферы. М.: ГКНТ, 1974. С. 5-8.
7. Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985, 264 с.

8. *Корчемагин В.А.* Геологическая структура и поля напряжений в связи с эволюцией эндогенных режимов Донбасса: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.; ИФЗ АН СССР, 1984. 48 с.
9. *Костров Б.В.* Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
10. *Кучай В.Ф.* Современная динамика Земли и орогенез Памиро-Тянь-Шаня. М.: Наука, 1983. 208 с.
11. *Николаев П.Н.* Методика статистического анализа трещин и реконструкция полей тектонических напряжений // Изв. вузов. Геология и разведка. 1977. № 12. С. 103–115.
12. *Николаев П.Н.* Поля напряжений и механизм формирования новейших тектонических структур: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1984. 32 с.
13. *Оберт А.* Хрупкое разрушение горных пород // Разрушение / Под ред. Г. Либовица. М.: Мир, 1976. Т. 7, ч. 1. С. 59–129.
14. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н.* Исследование взаимосвязей между характеристиками смещений по разрывам и тектоническими полями напряжений различных уровней // Современные движения земной коры: Тез. докл. VIII Всесоюз. совещ. по изуч. современ. движений земной коры. Кишинев: Штиинца, 1982. С. 89–91.
15. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н., Цветкова Н.Ю., Кудряшова В.В.* Количественное исследование поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва // Математические и экспериментальные методы в дизъюнктивной тектонике. М.: Наука, 1986. С. 59–68.
16. *Панасюк В.В.* Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1968. 246 с.
17. *Панасюк В.В., Саврук М.П., Данцьшин А.П.* Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. Киев: Наук. думка, 1976. 446 с.
18. *Расцветаев Л.М.* Структурные рисунки трещиноватости и их геомеханическая интерпретация // Докл. АН СССР. 1982. Т. 267, № 4. С. 904–909.
19. *Расцветаев Л.М.* Парагенетический метод структурного анализа дизъюнктивных тектонических нарушений // Проблемы структурной геологии и физики тектонических процессов. М.: ГИН АН СССР, 1985. С. 173–235.
20. *Рац М.В., Чернышев С.Н.* Трещиноватость и свойства трещиноватых горных пород. М.: Недра, 1970. 160с.
21. *Сим Л.А.* Выявление новейших активизированных разломов в условиях слабообнаженных районов (на примере зоны сочленения Мезенской синеклизы и Среднего Тимана): Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1980. 20 с.
22. *Слепян Л.И.* Механика трещин. Л.: Судостроение, 1981. 296 с.
23. Справочник физических констант горных пород / Под ред. С. Кларка. М.: Мир, 1969. 543 с.
24. *Филоненко-Бородич М.М.* Механические теории прочности: Курс лекций. М.: Изд-во МГУ, 1961. 89с.
25. *Чернышев С.С.* Трещины горных пород. М.: Наука, 1983. 240 с.
26. *Шерман С.И.* Тектонофизические условия формирования структуры Слюдянского флогопитоносного поля // Эндогенное оруденение Прибайкалья. М.: Наука, 1969. С. 78–108.
27. *Шерман С.И.* Физические закономерности развития разломов земной коры. Новосибирск: Наука, 1977. 101 с.
28. *Яковлев Г.Ф.* Геологическая структура рудных полей и месторождений. М.: Изд-во МГУ, 1982. 271 с.

ОБ ИЕРАРХИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ТЕКТОНИЧЕСКОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ

Д.Н. Осокина

1. ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ РАНГОВ

Проблема существования и выделения полей напряжений различных рангов – одна из ключевых проблем исследований тектонического поля напряжений. Актуальность рассмотрения этой проблемы усиливается ее несомненной близостью к развиваемому М.А. Садовским с соавторами новому направлению изучения иерархической структуры геофизической среды и различных ее проявлений, в том числе в характере сейсмичности [34–36]. Поля различных рангов (порядков, уровней, классов) восстанавливались по натурным данным в одном и том же регионе, наблюдались на моделях и исследовались теоретически при различных масштабах изучения в работах Дж. Муди и М. Хилла, М.В. Гзовского, О.И. Гущенко, П.Н. Николаева, Л.А. Сим, В.В. Степанова, В.А. Корчемагина, В.Д. Парфенова, Д.Н. Осокиной, Н.Ю. Цветковой, Г.А. Маркова и др.

Не претендуя на исчерпывающее освещение всех работ такого рода, остановимся на результатах ряда авторов, которыми поднимался и исследовался вопрос о полях напряжений различных рангов.

Первой работой такого типа было исследование Дж. Муди и М. Хилла [12]. В ней было показано, что смещения по крупному разлому (сдвигу первого порядка), происходящие под действием регионального сжатия, “вызывают возникновение локально переориентированных сил сжатия” второго порядка, направленных субнормально к разлому. В любом месте зоны разлома под действием этих “сил сжатия второго порядка” могут возникать сопряженные пары сколов (сдвигов) и складки волочения второго порядка. Смещения по сдвигам второго порядка могут вызвать локальные силы сжатия третьего порядка, которые породят пары сколов и складки волочения третьего порядка и т.д. Схема эта была весьма наивной, так как в ней учитывалось только одно из трех главных напряжений поля и считалось, что локальное поле около разлома (разрыва) одинаково во всех квадрантах ¹.

Однако, несмотря на наивность и неполноту этой схемы, в ней впервые было сформулировано положение о возможности существования сдвигов нескольких порядков, смещения по которым происходят под действием сил сжатия нескольких порядков. Фактически в этой работе впервые отмечалось существование иерархии полей напряжений и была построена первая (пусть не совсем верная) схема направлений главных напряжений различных рангов, т.е. схема их взаимосвязи. Так что Дж. Муди и М. Хилл не только были пионерами в области этих исследований, но и сформулировали ряд основных понятий данной проблемы.

Важнейшим вкладом в изучение полей тектонических напряжений и их ранговой структуры явились фундаментальные работы М.В. Гзовского, с которых, собственно, и начался современный этап исследований напряженного состояния земной коры. М.В. Гзовским было разработано представление о тектонических полях напряжений, введен сам этот термин, обобщены доказательства существования этих полей. В 1954 г. были опубликованы две его основополагающие статьи [1, 2]. В этих и ряде последующих работ [3 и др.] им было создано тектонофизическое направление изучения полей напряжений, включающее два метода их изучения: метод восстановления этих

¹ Для случая, когда исходное поле близко к одноосному или двуосному сжатию, а силы трения между берегами невелики, эта схема разумно характеризует положение потенциальных вторичных нарушений в секторах “растяжения” около крупного разлома. В этом случае данная схема согласуется со схемой вторичных нарушений, построенной с учетом необходимых факторов [30, 31].

полей по геологическим данным о трещиноватости и метод их изучения на моделях из оптически-чувствительных материалов. С применением обоих этих методов М.В. Гзовский впервые восстановил поле напряжений Байджансайского антиклинория на разных этапах его развития и использовал эти результаты при установлении механизма деформирования данного участка коры и его изменений во времени.

При этом, рассматривая поле напряжений отдельных крупных структур, в первую очередь складок, он показал, что необходимо различать “общее” поле напряжений, обусловленное развитием структуры как единого целого, и дополнительные “внутрислойные” поля напряжений, обусловленные деформациями отдельных слоев или пачек слоев. Более того, говоря об изображении напряжений, определенных в различных точках, на картах или профилях, он отмечал, что “Обобщение этих материалов и их сопоставление с тектоникой района позволяют выделять отдельные поля напряжений, связанные со структурными элементами разного порядка, вплоть до внутрислойных, и намечать основные этапы в развитии полей напряжений”. Таким образом, М.В. Гзовский впервые на современном уровне сформулировал представление о полях напряжений, связанных со структурами разного порядка, которые и представляют собой поля напряжений различных рангов [1,3].

Далее, О.И. Гущенко и В.В. Степанов, используя метод кинематического анализа совокупностей смещений по нарушениям и работая в пределах западной части Внешней зоны Памира, восстановили различные типы полей напряжений, которые они называли полями различных структурных уровней. Было показано, что по геологическим данным восстанавливаются два типа новейших полей напряжений. По трещинам восстанавливаются преимущественно внутрислойные поля напряжений, для которых одна из главных осей совпадает, как правило, с нормалью к слою, а вторая – с подвижкой по поверхности слоя. По ориентировке послойных смещений в осадочной толще этого участка были восстановлены варианты регионального поля, главные напряжения которого были связаны с границами зоны сочленения Памира с Тянь-Шанем; одна из осей напряжений располагалась поперечно к зоне, вторая – продольно к зоне, третья – близвертикально. По сейсмологическим данным (о направлениях смещений в очагах землетрясений) эти авторы восстанавливали также два типа полей напряжений. По слабым землетрясениям ($6 < K < 11-13$) фиксировалось изменчивое в пространстве и во времени локальное поле напряжений. По сильным землетрясениям с $M > 5$ восстанавливалось устойчивое по ориентации осей мегарегиональное поле для всей территории Памира и Тянь-Шаня [5–7, 43, 44]. Хороший пример одновременного проявления полей напряжений различных уровней приведен в работе [43] на рис. 3. Там дана тектоническая схема западной части Внешней зоны Памира, показана ориентация осей мегарегионального поля (по сейсмологическим данным) и связанные с границами зоны оси регионального (или локального) поля по сейсмологическим и по геологическим данным.

По данным о механизмах очагов сильных землетрясений [5, 6] О.И. Гущенко восстановил ориентацию осей мегарегионального поля для ряда сейсмоопасных районов Евразии. Позднее [6] он исследовал поле напряжений Западного Дарваза, где им были восстановлены поля трех уровней: мегарегиональное, региональное и локальное, отличавшиеся ориентацией осей напряжений.

Д.Н. Осокина и Н.Ю. Цветкова на основании исследования полей напряжений в моделях с разрывами и системами разрывов пришли к выводу о существовании локальных аномалий поля напряжений различного порядка и о том, что размеры этих аномалий пропорциональны размерам порождающих их разрывов или участков разрывов. В этих работах были исследованы закономерности строения локальных полей, обусловленных разрывами, был намечен подход к рассмотрению исходного поля модели и локального поля в окрестностях разрыва (или их совокупностей) как полей двух рангов и на этой основе было начато изучение особенностей иерархической структуры поля напряжений [20, 22–26, 29–31].

Позднее Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридманом с сотрудниками было проведено де-

тальное количественное изучение строения поля напряжений около разрыва на основе теоретического расчета, которое позволило углубить исследования свойств поля второго ранга при известном поле первого ранга [27, 28 и др.]². Анализ результатов экспериментального и теоретического изучения локальных полей напряжений около разрывов позволил начать физическое исследование иерархических свойств полей напряжений [19–21, 42 и др.].

В ряде работ П.Н. Николаева [14–18] было показано существование в земной коре иерархии полей напряжений различных рангов и возможность рассмотрения этой иерархии с точки зрения системного анализа. Основываясь на методике статистического анализа трещин или разрывов в очагах землетрясений с учетом направленного разброса максимумов нарушений [14], он провел восстановление ориентации осей напряжений новейших полей различных рангов для земной коры ряда областей Евразии, в том числе Восточно-Европейской платформы, Альпийской складчатой области, Средней Азии, ряда рифтовых зон (Срединно-Атлантической, Арктической, Байкальской, Запада США), а также для отдельных участков верхней мантии (район Вранча и Гиндукуш). Рассматривался ряд особенностей полей напряжений: их связь с тектоническим строением районов и с мощностью участков коры, различия для областей поднятий и опусканий и т.д. Было показано, что, в то время как поля высших рангов, отвечающие локальным структурам различных порядков, весьма разнообразны, поле низшего (первого) ранга почти для всех регионов обнаруживает “сдвиговый” характер – субгоризонтальное расположение осей сжатия и относительного растяжения. Восстановление полей напряжений различных рангов по механизмам очагов землетрясений для Альпийской складчатой области было подробно рассмотрено на примере Кавказа и Кавказа-Ирана. Для этого участка коры были реконструированы траектории главных напряжений полей трех рангов: поля третьего ранга, отвечающего делению Кавказа на 14 блоков; поля второго ранга – для Кавказа в целом; поля первого ранга – для Кавказско-Иранского сегмента Альпийской складчатой области. Поля тех же рангов были реконструированы по траекториям осей для территории Греции и Турции, где проявился такой же, как у Кавказа-Ирана “сдвиговый” характер поля первого ранга. Число рангов оказывалось разным в различных тектонических областях. Отмечалось, что ориентация осей поля самого низкого ранга, имеющая сдвиговый характер для всех участков земной коры, становится иной в участках мантии.

Л.А. Сим, изучая новейшие поля напряжений ряда районов (зоны сочленения Мезенской синеклизы и Среднего Тимана, Полярного и Приполярного Урала и некоторых других), восстанавливала в них по трещинам поля двух рангов: локального и регионального. Ею были установлены два важных свойства этих полей. Во-первых, было показано, что общей особенностью новейших полей напряжений локального уровня в областях с различным тектоническим режимом является обусловленность изменений ориентации главных напряжений движениями по разломам³. Во-вторых, ею было установлено наличие закономерной связи между ориентациями осей σ_1 (или σ_3) совокупности всех локальных полей, возникающих в отдельных частях (блоках) района, и ориентацией осей σ_1 (или σ_3) регионального поля, относящегося к району в целом. Было предложено использовать эту связь как способ определения направлений главных напряжений поля регионального ранга. (Наличие этой связи было затем подтверждено исследованиями О.И. Гущенко [6, 7] и В.А. Корчемагина [9]). Кроме того, ею были отмечены некоторые особенности регионального и локальных полей напряжений, характерных для участков с месторождениями некоторых минералов [37–41].

В.А. Корчемагин, проводя изучение геологического строения и механизма формирования структур Донецкого бассейна на разных этапах его развития, восстанавливал для этого региона поля напряжений трех рангов: регионального, мезорегионального

² См. также статью Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана в настоящем сборнике.

³ См. также статьи Л.И. Сим и Л.А. Сим с соавторами в настоящем сборнике.

и локального. Он показал, что для различных этапов развития восстанавливается различная ориентация осей регионального поля, отвечающая конкретным условиям деформирования региона. Для каждого этапа развития региональное поле проявляет устойчивость ориентации осей напряжений и вида напряженного состояния (коэффициента μ_0), тогда как поля мезорегионального и локального уровня проявляют существенную изменчивость. В этой работе также были получены примеры закономерной связи между ориентациями одноименных осей совокупности локальных полей и регионального поля [8, 9]⁴.

Поля двух рангов (регионального и локального) восстанавливались также В.Д. Парфеновым для ряда участков Средней Азии. Этим автором рассматривались также методические вопросы осреднения полей напряжений [32, 33].

2. ФИЗИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ИЕРАРХИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ

Таким образом, поля напряжений различных рангов представляют собой поля различного типа (с различной ориентацией главных напряжений и различным соотношением их величин), которые могут быть восстановлены в одном и том же участке массива (или модели) при различных масштабах изучения или различных размерах нарушений, по которым эти поля реконструируются. Как было показано выше, поля различных рангов восстанавливались многими авторами для ряда регионов, исследовались на моделях и путем теоретических расчетов. Однако ряд важных вопросов – физический смысл этого понятия, способы изображения полей различных рангов, критерии перехода между ними и особенности взаимосвязи полей соседних рангов до последнего времени оставались в значительной степени невыясненными или незавершенными. Полученные в последние годы в лаборатории тектонофизики ИФЗ АН СССР результаты теоретического [27, 28 и др.]⁵ и экспериментального [20, 22–26, 29–31 и др.] изучения строения локальных полей напряжений, обусловленных разрывами, позволяют внести много нового в ответы на эти вопросы. В настоящей статье проводится рассмотрение данной проблемы на основе анализа результатов указанных выше теоретических и экспериментальных исследований локальных напряжений в окрестностях разрывов и включений.

Как отмечалось в работах [25, 26, 29, 31 и др.], размеры локальных полей соизмеримы с характерным размером неоднородности L ; для разрывов длиной L они равны примерно $3L-4L$. В литосфере существуют разрывы и другие неоднородности с протяженностью от тысяч километров до сантиметров. Все они приводят к появлению в литосфере локальных полей напряжений с огромным диапазоном изменения размеров, т.е. к возникновению иерархии полей напряжений различных порядков (рангов, уровней).

Исходное поле и локальное поле напряжений, возникающее около разрыва или включения в результате перестройки этого исходного поля, представляют собой поля двух соседних рангов. Поэтому исследование закономерностей строения локальных полей, обусловленных разрывами или другими неоднородностями, при известном характере исходного поля напряжений фактически является исследованием закономерностей связи между полями напряжений двух соседних рангов. Проведенный нами анализ указанных выше результатов экспериментального и теоретического изучения локальных полей напряжений, обусловленных разрывами, позволяет следующим образом охарактеризовать ряд особенностей иерархической структуры тектонического поля напряжений и взаимосвязи между полями напряжений и смещениями различного ранга [11, 19, 21, 27, 30, 31, 42].

⁴ См. также статью В.А. Корчемагина и Ю.С. Рябоштанова в настоящем сборнике.

⁵ См. также статью Д.Н. Осокиной, В.Н. Фридмана в настоящем сборнике.

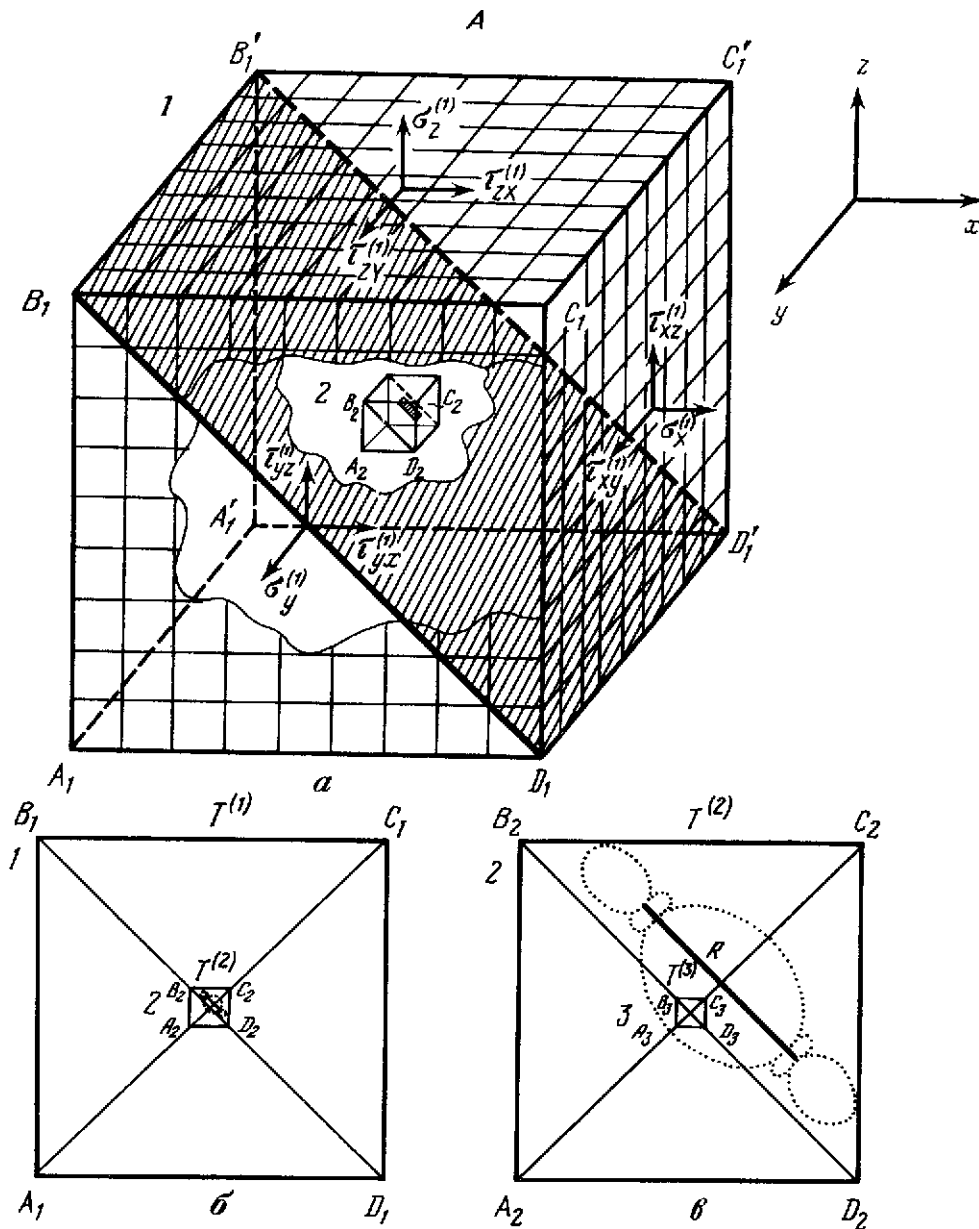


Рис. 1. Причины существования и условия проявления полей напряжений различных рангов

А. При наличии в объеме разрывов или других неоднородностей поля напряжений, измеряемые в окрестностях заданной точки (совпадающей с центром куба), зависят от величины объема, в котором проводятся измерения, или от размера датчика. a – объем, в котором производятся измерения; b и $в$ – $T^{(1)}$, $T^{(2)}$, $T^{(3)}$ – поля различных рангов; $T^{(1)}$ – исходное поле (поле 1 ранга); $T^{(2)}$ – поле в области перехода между рангами; $T^{(3)}$ – локальное поле разрыва (поле 2 ранга). Поля $T^{(1)}$, $T^{(2)}$, $T^{(3)}$ неодинаковы из-за наличия разрыва вблизи центра куба. R – разрыв.

Б. Пример изображения в окрестностях точки O полей четырех рангов, обусловленных тремя разрывами, резко различающимися по длине.

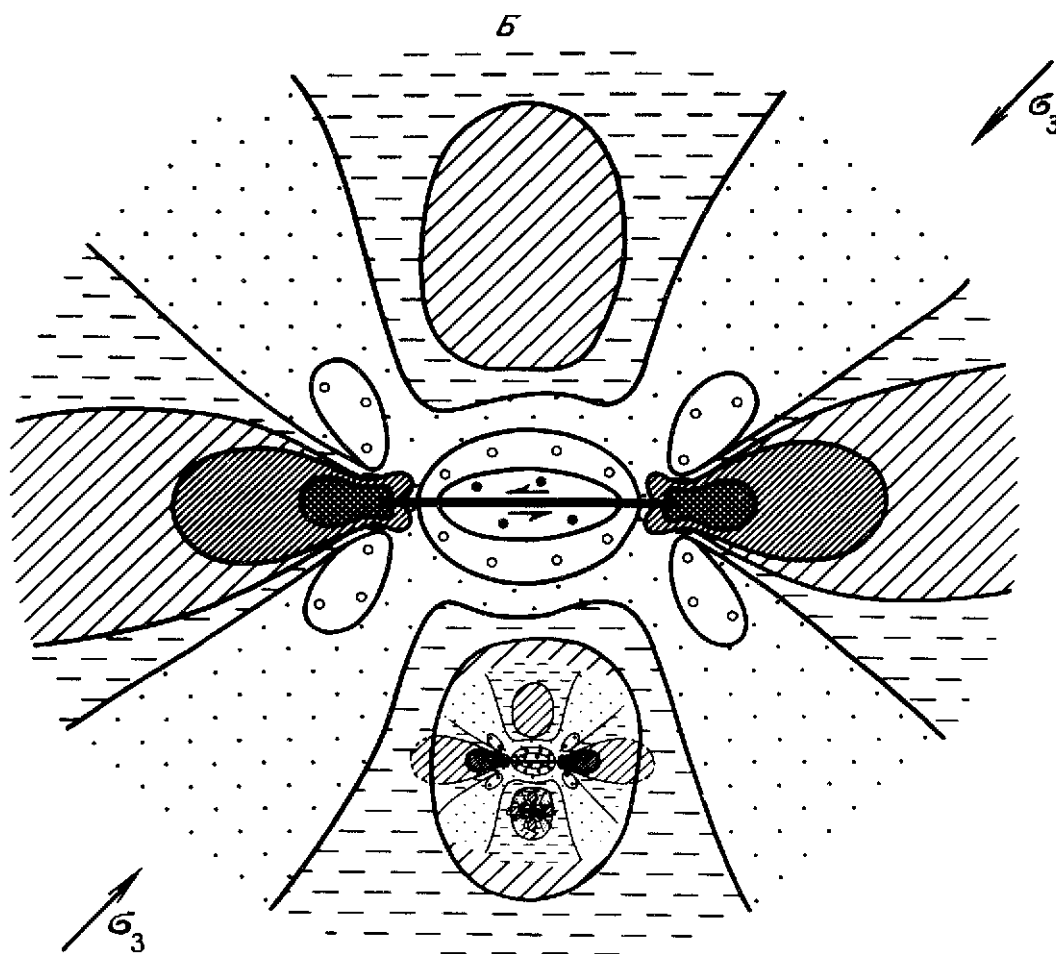


Рис. 1 (окончание)

1. **Причины существования и условия проявления иерархической структуры поля напряжений.** Если в равномерно нагруженном объеме нет неоднородностей строения, точнее, если они столь малы, что ими можно пренебречь, то при восстановлении в нем с помощью каких-либо “датчиков” поля напряжений это поле будет одинаковым при различных размерах датчиков. Если же в объеме существуют неоднородности и связанные с ними локальные поля, то восстанавливаемое в нем поле напряжений будет зависеть от размеров датчиков или от масштаба осреднения (рис. 1). Возможность восстановления в одном объеме полей различного типа и означает существование в этом объеме иерархии полей напряжений. Причиной возникновения этой иерархии служит наличие в объеме различных неоднородностей и отвечающих им локальных полей, а не изменение масштаба осреднения или размера датчиков. Условием же обнаружения этой иерархии является использование датчиков различного размера или различных масштабов осреднения.

2. **Два типа иерархической структуры поля напряжений.** Предлагается различать два типа такой иерархии: “иерархию масштабов” и “иерархию рангов” [11, 21, 31]. Иерархией полей напряжений различного масштаба будем называть совокупность разобценных в пространстве, существующих в окрестностях различных его точек

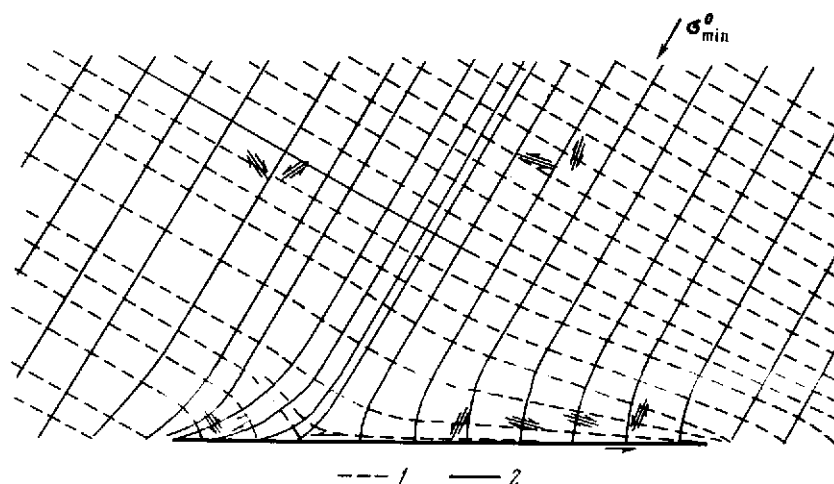


Рис. 2. Пример проявления полей напряжений двух рангов

Поведение малых разрывов вблизи от крупного разрыва показывает, что смещения по разрывам существенно различающихся размеров могут подчиняться полям напряжений различных рангов. Смещения берегов крупного разрыва “подчиняются” исходному полю напряжений. Смещения берегов малых разрывов вблизи крупного подчиняются его локальному полю напряжений, а вдали от него – также исходному полю. Знаки этих смещений (вблизи и вдали) могут быть противоположными (результаты моделирования, схема). Крупный разрыв и ось σ_2^0 исходного поля составляют угол $\alpha = 60^\circ$. Траектории главных напряжений локального поля вблизи крупного разрыва отвечают решению плоской задачи теории упругости о напряженном состоянии упругой среды в окрестностях единичного разрыва с кулоновым трением для случая исходного поля одноосного сжатия ($\sigma_1^0 = 0$, $\sigma_2^0 = -2$, $|\tau_{\max}^0| = 1$) при значениях $\alpha = 60^\circ$, $k = 0$, 1 – оси σ_1 ; 2 – оси σ_2

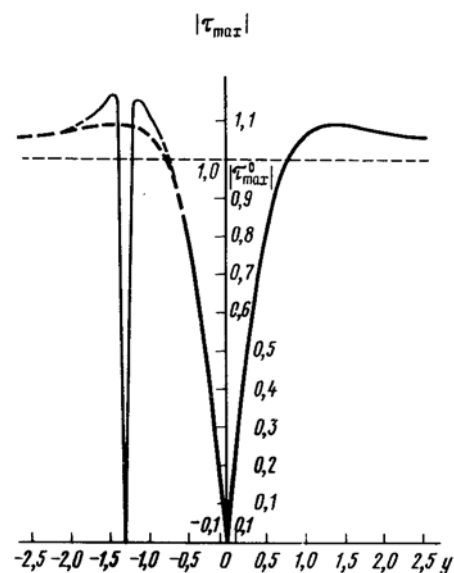
локальных полей различного размера. Иерархией полей напряжений различных рангов будем называть совокупность одновременно существующих в объеме в окрестностях одной и той же точки, “вложенных” одно в другое локальных полей напряжений различного размера. В окрестностях заданной точки в первом случае могут существовать поля напряжений только двух рангов (исходное поле в локальное поле 1 порядка), во втором случае – поля напряжений любого числа рангов.

3. Смещения по разрывам с существенно различающимися размерами могут подчиняться полям напряжений различных рангов. Если в участке среды задано исходное поле напряжений и если там существуют разрывы различного размера, удаленные друг от друга, то очевидно, что все они будут подчиняться этому полю. Если же где-либо мелкие разрывы окажутся в пределах локального поля крупного разрыва, то они станут подчиняться этому полю и перестанут подчиняться исходному полю напряжений. А вот относительные смещения по крупным разрывам продолжают подчиняться ориентации осей исходного поля напряжений, как бы ни было возмущено напряженное состояние объема около них уже существующими в объеме такими же крупными разрывами. Это было показано на моделях. Можно сказать, что крупный разрыв практически (или почти) “не чувствует” локального поля напряжений других (даже крупных) разрывов.

Это положение иллюстрируется схемой на рис. 2. Здесь показан крупный разрыв и ряд разрывов малого размера. Вдали от крупного разрыва смещения по малым разрывам подчиняются осям исходного поля, вблизи от него – осям локального поля. При этом смещения по малым разрывам (в определенном интервале их ориентаций) вблизи крупного могут иметь направление, противоположное тому, которое имеется у них в исходном поле. Отметим еще одно следствие этого вывода. При наличии полей различных рангов смещения по нарушениям с одинаковой ориентацией, но с резко различными размерами могут иметь различные направления.

4. Способ количественного разделения полей напряжений различных рангов и кри-

Рис. 3. Пример изображения полей различных рангов путем построения эпюр напряжений. График изменения модуля напряжений τ_{\max} по оси y , отражающий поля напряжений трех рангов: исходное поле и локальные поля двух порядков, обусловленные двумя параллельными разрывами с длиной, отличающейся в 10 раз



След основного разрыва (длиной 2) совпадает с осью x , а его середина – с началом координат. Малый разрыв (длиной 0,2) проведен на расстоянии $-1,3$ от основного, его середина лежит на оси y . По оси абсцисс отложено расстояние от разрыва по нормали к нему (по оси y). По оси ординат отложены значения $|\tau_{\max}|$, характеризующие: исходное поле (поле первого ранга) – горизонтальная пунктирная линия; поле крупного разрыва (поле второго ранга) – толстая линия; локальное поле малого разрыва (поле третьего ранга) – тонкая линия. Величина $|\tau_{\max}|$ поля второго ранга отвечает решению плоской задачи теории упругости (см. предыдущую статью) для случая исходного поля одноосного сжатия ($\sigma_1^0 = 0$, $\sigma_2^0 = -2$, $|\tau_{\max}^i| = 1$) при значениях $\alpha = 45^\circ$, $k = 0$. Величина $|\tau_{\max}|$ поля третьего ранга отвечает приближенной оценке, полученной с использованием того же теоретического решения и результатов моделирования [29, 31]

терии перехода между полями соседних рангов. При изображении поля изолиниями какого-либо из напряжений достаточно трудно разделить поля различных рангов. Наличие полей нескольких рангов лучше проявляется при построении эпюр напряжений по различным профилям. При этом поля второго ранга, например локальные поля крупных разрывов, выглядят как медленные “низкочастотные” изменения напряжений относительно величины напряжения исходного поля (поля первого ранга). Локальные поля третьего и более высоких рангов проявляются как “высокочастотные” колебания, осложняющие эти поля второго ранга. Пример эпюры напряжений, в которой поле напряжений τ_{\max} двух параллельных разрывов с длинами, отличающимися на порядок, пересечено по нормали к разрывам, показан на рис. 3. Очевидно, что на такой эпюре и провести границы полей различных рангов, и привести для каждого из них какую-либо количественную характеристику – достаточно сложно.

Чтобы устранить эту трудность, нами предлагается способ количественного разделения полей различных рангов в окрестностях заданной точки и выделения границ между ними. Этот способ состоит в построении графиков зависимости средних значений каких-либо характеристик (инвариантов или компонент) тензора напряжений от логарифма линейного размера объема (или площадки), по которым производится осреднение [19–21].

Рассмотрим, как строятся и интерпретируются такие графики на примере существования в окрестностях точки полей двух рангов: исходного поля и локального поля разрыва. Исходное поле будет задаваться, а локальное поле будет рассчитываться теоретически на основе решения плоской задачи (о равновесии упругой среды с прямолинейным разрывом), о котором говорилось выше [27, 28].⁶ Выберем случай, когда однородное исходное поле одноосного сжатия ($\sigma_1^0 = 0$; $\sigma_2^0 = -2$) было возмущено разрывом длиной L с кулоновым трением между берегами, причем принималось, что $0,5L = 1$, коэффициент трения $k = 0,2$, а угол между разрывом и осью σ_2^0 исходного поля $\alpha = 45^\circ$. Ось x была принята совпадающей с линией разрыва, ось y – с нормалью к разрыву, начало координат – с серединой разрыва.

В качестве количественной характеристики поля напряжений была выбрана вели-

⁶ См. статью Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана в настоящем сборнике.

чина модуля максимального касательного напряжения τ_{\max}^* , близкая к величине τ_i , пропорциональной квадратному корню из второго инварианта девиатора напряжений $I_2(D_\sigma)$:

$$\tau_i = \sqrt{\frac{1}{3}(\sigma_1^2 - \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2)} \quad (1)$$

Здесь τ_{\max}^* – наибольшее из трех главных касательных напряжений τ_{12} , τ_{23} , τ_{31} . Оно вычислялось в данном случае плоской задачи как

$$\begin{aligned} |\tau_{\max}^*| &= \frac{1}{2}|\sigma_2 - \sigma_1| \quad \text{при } \sigma_1 > 0, \sigma_2 < 0; \\ |\tau_{\max}^*| &= \frac{1}{2}|\sigma_2| \quad \text{при } \sigma_1 < 0, \sigma_2 < 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Изолинии модуля напряжения τ_{\max}^* в окрестностях разрыва для рассматриваемого случая показаны на рис. 4, а.

Объемы, по которым проводилось осреднение, строились как параллелепипеды со сторонами, параллельными осям координат x и y , и с центром в заданной точке. На плоскости xy проекции этих объемов изображаются квадратами (рис. 4, а). Поскольку рассматривалось плоское напряженное состояние, то размер по толщине (по оси z) примем равным 1, и далее будем считать величину объема равной величине площади квадрата – проекции этого объема на плоскость xy . Вычисление средних значений $|\tau_{\max}^*|$ проводилось по формуле

$$|\bar{\tau}_{\max}^*| = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\tau_{\max}^*(x, y)|. \quad (3)$$

Объем, по которому проводилось осреднение, разбивался на N элементарных объемов, значение $|\tau_{\max}^*|$ в центре каждого из которых принималось за среднее по нему. (Элементарные объемы, в которые попадали концы разрыва, при суммировании исключались. Проверено, что вызываемая этим погрешность вычисления величины $|\bar{\tau}_{\max}^*|$ составляет не более нескольких процентов.)

На рис. 4, б, в построены графики $|\bar{\tau}_{\max}^*| = f(a/L)$, где a – длина стороны квадрата осреднения (проекция объема осреднения на плоскость xy). В качестве центров этих объемов были выбраны две точки: точка A ($x = 0,5$, $y = 0,3$ – рис. 4, б) и точка B ($x = 1,01$, $y = 0$ – рис. 4, в). Вид графиков для точек A и B типичен для точек, лежащих соответственно в областях понижения или повышения значений характеристики поля напряжений относительно исходного поля.

Предельные значения, к которым асимптотически стремится величина $|\bar{\tau}_{\max}^*|$ при весьма малых и больших значениях a/L , характеризуют поля напряжений двух рангов: исходное поле (поле 1 ранга) – при $a/L \gg 1$ и локальное поле разрыва в заданной точке (поле 2 ранга) – при $a/L \ll 1$. Эти предельные значения равны величине $|\tau_{\max}^*|$ исходного поля (при $a/L \gg 1$) и величинам $|\tau_{\max}^*|$ локального поля разрыва в каждой из заданных точек (при $a/L \ll 1$).

Кривые $|\bar{\tau}_{\max}^*| = f(a/L)$ отражают количественный критерий перехода между полями двух соседних рангов. Положение области такого перехода на оси a/L (на шкале масштаба осреднения) определяется прежде всего размером неоднородности, возмущающей поле более низкого (первого) ранга, и лежит в интервале значений a/L примерно от 10^{-2} – 10^{-1} до 10^1 – 10^2 . Если бы число полей различного ранга в окрестностях заданной точки было бы равно n , мы получили бы на аналогичном графике n ступеней, отвечающих практически постоянной величине $|\bar{\tau}_{\max}^*|$ (рис. 5). Выход графика $|\bar{\tau}_{\max}^*| = f(a)$ на каждую новую ступень и является критерием перехода поля напряжений на очередной ранг.

5. Взаимосвязь между величинами напряжений двух соседних рангов. Рассмотренный выше пример показывает, что значения характеристик (инвариантов) поля более низкого ранга (в данном случае исходного поля) оказываются равными среднему значению этих же характеристик поля более высокого ранга (в данном случае

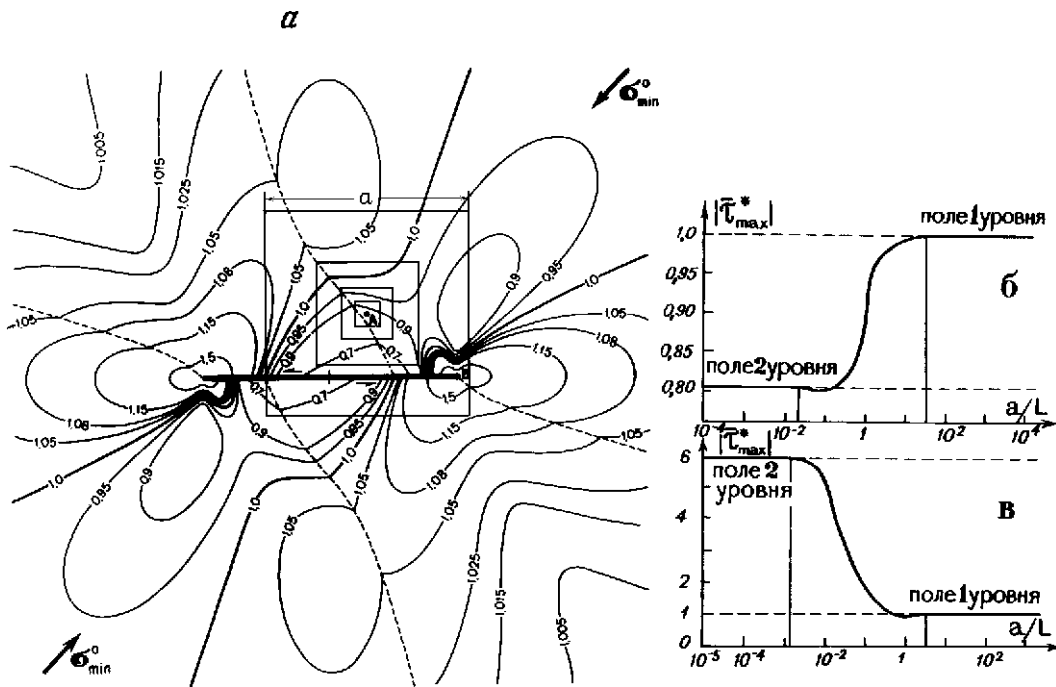


Рис. 4. Способ количественного разделения полей напряжений различных рангов на основе построения графиков зависимости средних значений характеристик поля напряжений от линейного размера объема осреднения

Случай существования в окрестностях точки полей двух рангов: исходного поля и локального поля, обусловленного наличием неоднородности (разрыва). Результаты теоретического расчета (пояснения в тексте). *a* – изолинии модуля напряжений τ_{\max}^* локального поля разрыва. Показаны «квадраты осреднения» с центром в точке *A*; *б*, *в* – графики $|\bar{\tau}_{\max}^*| = f(\lg a/L)$ для объемов с центром в точке *A* (*б*) и с центром в точке *B* (*в*); *L* – длина разрыва, *a* – сторона квадрата – проекции объема осреднения на плоскость *xу*

локального поля разрыва), получаемому путем осреднения их по объему *V*, линейные размеры которого заметно больше длины неоднородности (разрыва) *L*, обусловившей возникновение локального поля. В рассмотренном примере этот результат был получен для величины τ_{\max}^* (близкой к величине $\tau_i = \sqrt{(1/6)(I_2(D_\sigma))}$). Таким же образом можно показать, что аналогичные зависимости должны выполняться для других инвариантов тензора напряжений, а также для его компонент σ_x , σ_y , τ_{xy} и др. В общем виде можно записать⁷

$$\sigma_{ij}^{(n)} = \sigma_{ij}^{-(n+1)} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij}^{(n+1)}(x, y, z) dV, \quad (4)$$

где $V \gg L^3$.

Следует отметить, что с этим результатом теоретического расчета хорошо согласуется вывод, полученный Г.А. Марковым на основе инструментальных определений величин напряжений на площадках резко различающегося размера [10]. Он показал, что закон распределения напряжений на малых площадках (с площадью порядка десятков–сотен см^2) близок к нормальному, со стандартным отклонением $\Delta\sigma$ от

⁷ Для плоского напряженного состояния условие $V \gg L^3$ следует заменить на условие $S \gg L^2$, где *S* – площадь осреднения.

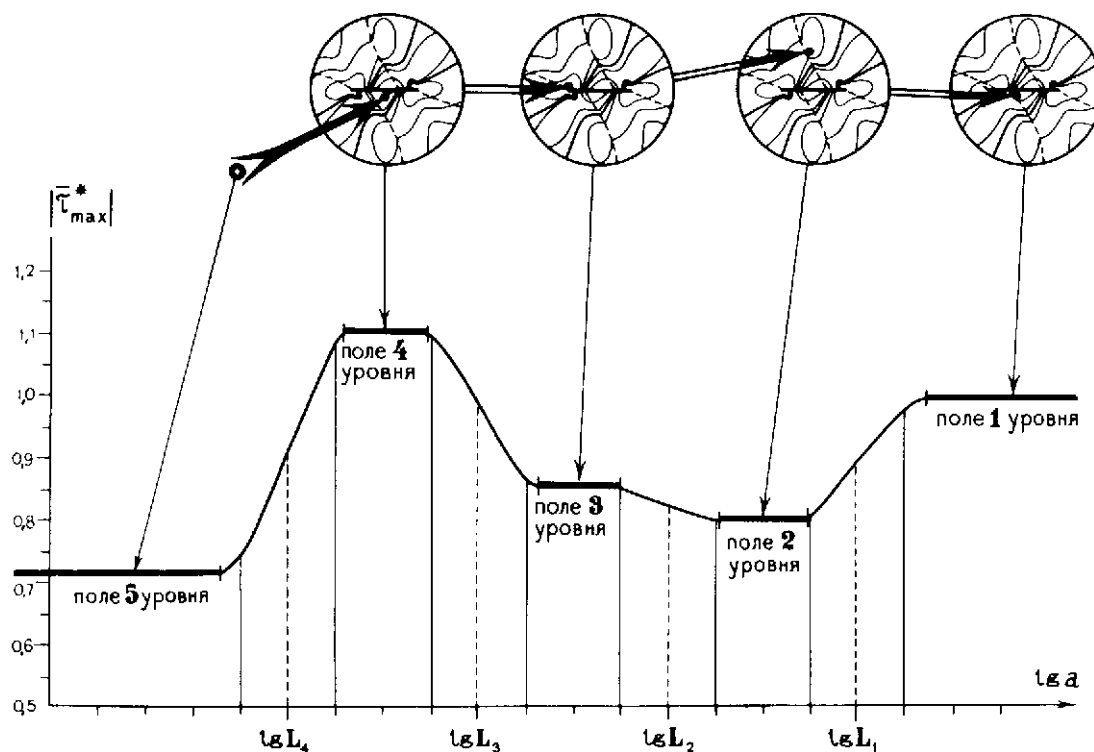


Рис. 5. Способ количественного разделения полей напряжений различных рангов

Случай существования в окрестностях точки полей пяти рангов: исходного и локальных полей четырех порядков, обусловленных наличием вблизи точки четырех неоднородностей (разрывов) с резко различной длиной: L_1, L_2, L_3, L_4 (схема). Графики $|\bar{\tau}_{max}^*| = f(\lg a)$, где a – длина стороны квадрата – проекция объема осреднения на плоскость xy

среднего напряжения на крупной площадке (с площадью порядка десятков – сотен m^2), равным примерно $\pm 100\text{--}200 \text{ кг/см}^2$. Объединение обоих этих результатов позволяет считать, что вывод, полученный на примере среды с одной неоднородностью, можно распространить на реальный массив со множеством неоднородностей, длина которых заметно меньше линейных размеров массива.

6. Взаимосвязь между ориентациями осей напряжений двух соседних рангов.

Натурные наблюдения ряда авторов – Л.А. Сим, О.И. Гущенко, П.Н. Николаева, В.А. Корчемагина ([6, 7, 9, 18, 38, 39] и др.) – указывают на существование такой связи. Для объяснения этого явления в [6, 7, 38] давалась ссылка на результаты моделирования [29, 30]. Попробуем рассмотреть причины возникновения данной связи.

Из результатов теоретического исследования [27–29]⁸ и экспериментов [20, 29–31] можно сделать два вывода.

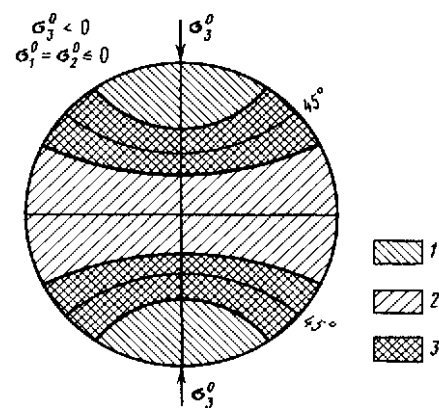
1. Оси напряжений локального поля в окрестностях разрыва изменяют свою ориентацию. Для каждой оси интервал допустимых ориентаций около данного разрыва ограничивается положениями этой оси непосредственно около разрыва, вблизи его правого и левого концов. Для осей, лежащих в плоскости, нормальной к плоскости разрыва, эта ориентация определяется направлениями, близкими к нормали к разрыву и к вектору подвижки по нему.

2. Индексация осей локального поля разрыва определяется типом исходного поля напряжений (соотношением величин главных напряжений).

⁸ См. статью Д.Н. Осокиной и В.Н. Фридмана в настоящем сборнике.

Рис. 6. Взаимосвязь между ориентациями осей исходного (“регионального”) поля и осей всех локальных полей напряжений, которые могут быть восстановлены в массиве с произвольно ориентированными разрывами

Исходное поле – одноосное сжатие или его наложение на всестороннее сжатие (пояснения см. в тексте); 1 – область выхода осей σ_3 ; 2 – область выхода осей σ_1 и σ_2 ; 3 – зона пересечения областей 1 и 2



Предположим, что в массиве с произвольно ориентированными разрывами восстанавливается по трещинам ориентация главных осей локальных полей напряжений, обусловленных смещениями по этим разрывам. Естественно предположить, подобно тому как это было сделано в [6, 7, 38], что трещины будут возникать в областях, где напряжения τ_{\max}^* локального поля больше напряжений исходного поля или равны им. (Отметим, что в [6, 7, 38] такое предположение делалось для величины τ_{\max} , а не τ_{\max}^*). Тогда, используя данные упомянутого выше теоретического расчета [27, 28] о расположении участков повышения τ_{\max}^* и об ориентации осей локального поля вблизи разрыва, в том числе указанные выше две особенности локального поля разрыва, приходим к выводу о существовании связи между ориентацией осей исходного поля (поля первого ранга) и типом этого поля, с одной стороны, и закономерностями, которым подчиняется ориентация совокупности осей всех локальных полей первого порядка (полей второго ранга), обусловленных смещениями под действием исходного поля по разрывам произвольной ориентации – с другой.

Полученный теоретически [21] пример такой связи для случая исходного поля одноосного сжатия или его наложения на всестороннее сжатие (случай $\mu_0 = 1$) приведен на стереограмме рис. 6. Область выхода осей σ_3 локальных полей на верхнюю полусферу ограничена следом конической поверхности, ось которой совпадает с осью σ_3^0 исходного поля, а телесный угол при вершине конуса не менее 90° . Область выхода осей σ_1 и σ_2 занимает всю оставшуюся часть полусферы и частично пересекается с областью выхода осей σ_3 . Ширина зоны пересечения тем меньше, чем больше коэффициенты трения k на разрывах и всестороннее сжатие в среде. Стереограмма построена с использованием расчета, отвечающего решению плоской задачи для случая $\sigma_3^0 < 0$; $\sigma_1^0 = \sigma_2^0 \leq 0$. Ширина зоны пересечения (около 30°) отвечает значениям $k = 0,2$; $\sigma_1^0 = \sigma_2^0 = 0$.

Приведенный на рис. 6 пример графического изображения исследуемой связи, построенный по результатам теоретического расчета, хорошо согласуется с аналогичным построением на стереограмме выходов осей σ_1 и σ_3 локальных полей участка коры для случая $\mu_0 = 1$ (по натурным данным), выполненным в [6]. Однако в “эмпирической” стереограмме зона пересечения областей выхода осей σ_3 и σ_1 не наблюдается, вероятно, потому, что величины всестороннего сжатия и коэффициента трения в земной коре выше принятых при расчете.

3. ВЫВОДЫ

В настоящей работе на основе анализа результатов теоретического и экспериментального изучения локальных полей напряжений разрывов рассмотрены причины возникновения и исследованы основные особенности иерархической структуры тектонического поля напряжений.

Показано, что одной из главных причин возникновения иерархии полей напряжений является наличие в объеме неоднородностей (разрывов, включений и т.п.) различного характерного размера, а условием проявления этой иерархии – использование различных масштабов осреднения.

Предложен и описан способ количественного разделения полей напряжений различных рангов в окрестностях точки, состоящий в построении графиков зависимости средних значений характеристик тензора напряжений от размеров участка среды, по которому проводится осреднение. Дискретные ступени этого графика характеризуют поля напряжений различных рангов. Выход графика на каждую новую ступень является критерием перехода поля напряжений на очередной новый ранг (уровень).

На примере теоретического расчета рассмотрен характер связи, во-первых, между величинами напряжений двух соседних рангов и, во-вторых, между ориентациями главных осей напряжений двух соседних рангов (с учетом типа поля более низкого ранга). Показано, что значения характеристик поля напряжений более низкого ранга оказываются равными среднему значению этих же характеристик поля более высокого соседнего ранга при условии, что линейные размеры области (объема) осреднения заметно больше длины неоднородности, обусловившей возникновение этого локального поля. Показано, что при стереографическом изображении выходов осей напряжений совокупности локальных полей они образуют на стереограмме закономерное распределение, рисунок которого определяется ориентацией и соотношением величин главных напряжений поля более низкого ранга. Рассмотрен конкретный пример этого распределения.

Как отмечалось выше, исследования иерархических свойств тектонического поля напряжений представляются тесно связанными с созданным М.А. Садовским с соавторами направлением изучения дискретного иерархического строения геофизической среды и его отражения в сейсмичности [34–36]. В последние годы намечаются контуры проявления этого иерархического строения среды в ряде геофизических и геологических явлений. Так, например, обнаружена дискретность средних расстояний между разрывами в земной коре [18], восстановлены по натурным данным и исследованы на моделях поля различных рангов для ряда сейсмоактивных районов [1–3, 6, 7, 9, 16–18, 20, 22, 24–26, 37–39, 43, 44 и др.], выделены структуры различных рангов при изучении пространственного распределения скоростей вертикальных современных движений земной коры [13] и т.д.

Таким образом, существует целый комплекс иерархических свойств различных геофизических явлений и процессов, в основе которого лежит дискретность реальной геофизической среды. Частью этого комплекса, одним из его звеньев, является иерархическая структура поля тектонических напряжений.

Проведенное физическое рассмотрение иерархических свойств тектонического поля напряжений позволяет с новых позиций интерпретировать ряд результатов натурных определений тектонических напряжений и наметить некоторые задачи дальнейшего их изучения. В частности, можно отметить следующее.

1. Исходя из представлений об иерархической структуре тектонического поля напряжений можно считать, что большинство инструментальных определений направлений и величин главных напряжений характеризуют не поле самого низкого ранга (исходное или межрегиональное поле), а поля более высоких рангов, относящиеся к сравнительно малым участкам массивов.

2. Поэтому одной из задач дальнейших исследований должна стать разработка методов определения величин главных напряжений исходного поля (или хотя бы отношений этих величин) по получаемой из наблюдений в пределах исследуемого объема совокупности данных о величинах и направлениях главных напряжений локальных полей.

3. Анализируя движения по разломам, необходимо учитывать, что как быстрые (сейсмические), так и медленные (криповые) движения в зонах разломов могут при-

надлежать к двум генетически разным группам: 1) к движениям, происходящим под действием регионального (основного) поля напряжений по основному разлому; 2) к движениям, происходящим под действием локальных полей напряжений различных рангов по поверхностям вторичных нарушений соответствующих порядков.

4. В связи с вышеуказанным одной из важных задач в будущем должно стать изучение распределения в пространстве величин главных напряжений поля самого низкого уровня – мегарегионального поля. Этапом решения этой задачи должно быть построение карт абсолютных значений главных напряжений для различных участков коры на основе синтеза результатов натурных наблюдений, тектонофизического анализа и исследований длительной прочности горных пород.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гзовский М.В. Тектонические поля напряжений // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1954. № 5. С. 390–410.
2. Гзовский М.В. Моделирование тектонических полей напряжений и разрывов // Там же. № 6. С. 527–545.
3. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 536 с.
4. Гущенко О.И. Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 7–25.
5. Гущенко О.И. Реконструкция поля мегарегиональных тектонических напряжений сейсмоактивных областей Евразии // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 26–51.
6. Гущенко О.И. Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связи с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней (на примере Западного Дарваза и сейсмоактивных областей Южной Азии): Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1981. 21 с.
7. Гущенко О.И. Определение тектонических полей напряжений методом кинематического анализа структур разрушения: (в связи с прогнозом сейсмической опасности) // Природа и методология определения тектонических напряжений в верхней части земной коры. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 35–52.
8. Емец В.С., Корчемагин В.А., Михайлова А.В. Механизм формирования структуры Никитовского рудного поля (Донбасс) по данным тектонофизических реконструкций тектонических напряжений и моделирования // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 90–91.
9. Корчемагин В.А. Геологическая структура и поля напряжений в связи с эволюцией эндогенных режимов Донбасса: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1984. 48 с.
10. Марков Г.А. Определение напряжений в северо-восточной части Фенноскандии: влияющие факторы и возможность регионального прогноза // Отражение современных полей напряжений и свойств пород в состоянии скальных массивов. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1977. С. 49–68.
11. Мячкин В.И., Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю. Тектонофизический анализ полей напряжений и проблемы физики очага землетрясения // Модели изменения напряженно-деформированного состояния массивов пород в приложении к прогнозу землетрясений. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 3–24.
12. Муди Дж. Д., Хилл М.Дж. Сдвиговая тектоника // Вопросы современной зарубежной тектоники. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. С. 265–333.
13. Нармирзаев Ф.Д. Пространственные характеристики современных движений земной коры: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1985. 14 с.
14. Николаев П.Н. Методика статистического анализа трещин и реконструкция полей тектонических напряжений // Изв. вузов. Геология и разведка. 1977. № 12. С. 103–115.
15. Николаев П.Н. Системный анализ тектонических напряжений и деформаций // Там же. 1978. № 5. С. 106–116.
16. Николаев П.Н. Напряженное состояние и механизм деформации земной коры Альпийской складчатой области // Там же. № 11. С. 65–78.
17. Николаев П.Н. Системный подход в анализе картирования полей тектонических напряжений // Природа и методология определения тектонических напряжений в верхней части земной коры. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 18–35.
18. Николаев П.Н. Поля напряжений и механизм формирования новейших тектонических структур: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1984. 32с.
19. Осокина Д.Н. Вопросы изучения иерархической структуры тектонического поля напряжений, критериев выделения полей различных уровней и взаимосвязи между ними на основе моде-

- лирования и теоретических расчетов // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 11–12.
20. *Осокина Д.Н.* Моделирование тектонических полей напряжений с помощью поляризационно-оптического метода и его применение при решении задач тектоники и тектонофизики // Экспериментальная тектоника в теоретической и прикладной геологии. М.: Наука, 1985. С. 62–93.
21. *Осокина Д.Н.* Иерархическая структура тектонического поля напряжений, выделение полей различных уровней и особенности взаимосвязи между ними // Математические и экспериментальные методы в дизъюнктивной геологии. М.: Наука, 1986. С. 47–59.
22. *Осокина Д.Н., Григорьев А.С., Цветкова Н.Ю.* Метод и результаты моделирования перестройки регионального поля и формирования локальных полей тектонических напряжений в окрестностях тектонических разрывов // Механика литосферы. М., 1974. С. 16–18.
23. *Осокина Д.Н., Игамназаров Т., Смирнов Л.А.* Моделирование локальных полей напряжений, возникающих в результате наличия в массиве включений (неоднородностей) различной природы // Напряженно-деформированное состояние и устойчивость скальных склонов и бортов карьеров. Фрунзе: Илим, 1979. С. 144–151.
24. *Осокина Д.Н., Никонов А.А., Цветкова Н.Ю.* Моделирование локального поля напряжений системы разломов Сан-Андреас // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 204–226.
25. *Осокина Д.Н., Гуценко О.И., Лыков В.И., Цветкова Н.Ю.* Моделирование локальных полей тектонических напряжений, обусловленных системами глубинных разломов (на примере двух районов Средней Азии) // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 185–203.
26. *Осокина Д.Н., Лыков В.И., Цветкова Н.Ю., Шиханович Э.А.* Изучение особенностей тектонического поля напряжений Ирана и Туркмении по результатам моделирования и сопоставление их с сейсмичностью // Механика литосферы. М., 1974. С. 73–75.
27. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н.* Исследование взаимосвязей между характеристиками смещений по разрывам и тектоническими полями напряжений различных уровней // Современные движения земной коры: Тез. докл. VIII Всесоюз. совещ. по изучению соврем. движений земной коры. Кишинев: Штиинца, 1982. С. 89–91.
28. *Осокина Д.Н., Фридман В.Н., Цветкова Н.Ю., Кудряшова В.В.* Количественное исследование поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва // Математические и экспериментальные методы в дизъюнктивной геологии. М.: Наука, 1986. С. 59–68.
29. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Метод моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 139–162.
30. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Изучение локального поля напряжений и прогноз вторичных нарушений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений с учетом третьего главного напряжения // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 163–184.
31. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Перестройка тектонического поля напряжений в очагах землетрясений и в окрестностях систем тектонических разрывов // Физические процессы в очагах землетрясений. М.: Наука, 1980. С. 187–206.
32. *Парфенов В.Д.* К методике тектонофизического анализа геологических структур // Геотектоника. 1984. № 1. С. 60–72.
33. *Парфенов В.Д.* Структурно-динамический анализ тектонических полей напряжений: Автореф. дис. ... д-ра геол. минерал. наук. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1985. 29 с.
34. *Садовский М.А.* О естественной кусковатости горных пород // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, №4. С. 829–834.
35. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* О свойстве дискретности горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 12. С. 3–19.
36. *Садовский М.А., Голубева Т.В., Писаренко В.Ф., Шнирман М.Г.* Характерные размеры горной породы и иерархические свойства сейсмичности // Там же. 1984. № 2. С. 3–15.
37. *Сим Л.А.* Тектонические напряжения зоны сочленения Среднего Тимана и Мезенской синеклизы // Изв. вузов. Геология и разведка. 1978. № 5. С. 117–125.
38. *Сим Л.А.* Выявление новейших активизированных разломов в условиях слабообнаженных районов (на примере зоны сочленения Мезенской синеклизы и Среднего Тимана): Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1980. 20 с.
39. *Сим Л.А.* Определение регионального поля напряжений по данным о локальных полях напряжений на отдельных участках (на примере сочленения Мезенской синеклизы и Среднего Тимана) // Изв. вузов. Геология и разведка. 1982. №4. С. 35–40.
40. *Сим Л.А.* Изменение вида напряженного состояния горных пород как признак хрупкости (на примере Приполярного Урала) // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 120–121.
41. *Сим Л.А., Крючков А.И., Ильин А.В.* и др. Напряженное состояние горных пород в областях новейшего орогенеза на примере приполярного Урала // Изв. вузов. Геология и разведка. 1983. №4. С. 134–137.

42. *Соболев Г.А., Осокина Д.Н.* Оценка полей напряжений в сейсмоактивных районах по геофизическим данным // Взаимосвязь геолого-тектонического строения, свойств, структурных особенностей пород и проявлений избыточной напряженности. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1985, С. 39–61.

43. *Степанов В.В.* Морфологическая характеристика и количественная оценка палеодеформаций западной части Внешней зоны Памиро-Куэнь-Луня // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 78–96.

44. *Степанов В.В., Гуценко О.И.* Связь напряженного состояния, сейсмичности и современных движений с геологической структурой Гармского района // Механика литосферы. М.: НТО Горное, 1974. С. 84–86.

УДК 551.24.035:622.831

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗОНАХ РАЗЛОМОВ

(по геологическим и сейсмологическим данным)

Л.А. Сим

Прежде чем обсудить результаты изучения полей тектонических напряжений в зонах разломов, необходимо остановиться на некоторых методических вопросах. Выделение сколовых сопряженных трещин для реконструкции полей тектонических напряжений в горных породах сопровождается рядом трудностей, неоднократно обсуждавшихся в литературе [2, 9, 10]. Основным фактическим материалом при этом являются массовые замеры трещин. Наиболее сложной как при полевых наблюдениях, так и при камеральной обработке остается проблема выделения разновозрастных сколовых трещин. При изучении полей напряжений кинематическим методом [2, 3] геологическими данными служат массовые замеры следов тектонических перемещений, остающихся в горных породах в виде борозд и штриховок на зеркалах скольжения по ослабленным поверхностям любого генезиса. Преобладающее количество таких зеркал скольжения разновозрастное и соответствует последнему полю напряжений. Рассмотрим подробнее этот тезис.

Модель, заложенная в основу кинематического метода, предполагает образование этих смещений в однородно-нагруженном поле напряжений с постоянной ориентацией главных нормальных напряжений. Направления τ_n , совпадающие с направлениями борозд и штриховок, могут меняться, если изменилось соотношение величин $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, определяемое коэффициентом Лоде-Надаи μ_o . Допустим, что некоторый массив горных пород подвергался воздействию поля напряжений, постоянного по ориентации осей $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, но коэффициент μ_o менялся при этом от +1 до -1. Из анализа теоретических номограмм, рассчитанных О.И. Гуценко, следует, что в таком поле напряжений положение векторов τ_n будет различным в зависимости от ориентации плоскости сместителя по отношению к осям $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ при предельных значениях μ_o , а именно: на плоскостях, параллельных промежуточной оси σ_2 , вектор τ_n будет постоянным; на плоскостях, близких по ориентировке к плоскостям действия максимальных касательных напряжений, эти векторы образуют острый угол, а на плоскостях, субперпендикулярных оси σ_2 и параллельных осям σ_1 и σ_3 , угол между этими векторами стремится к прямому. Таким образом, наличие двух и более следов перемещений на зеркалах скольжения еще не означает смены ориентации осей главных нормальных напряжений и соответственно разновозрастности или разноэтапности их образования. Лишь после составления кинематических стереограмм на этот вопрос можно ответить однозначно. Исключения составляют следы перемещений, свидетель-

ствующие о противоположно направленных подвижках, и случаи, когда векторы перемещений сбросового (взбросового) типа расположены под тупым углом.

Наши многолетние полевые тектонофизические исследования в разных геотектонических областях показывают, что подавляющее число борозд скольжения (80—90%) образовалось в поле напряжений с постоянной ориентировкой главных нормальных напряжений. Зафиксированные в обнажении значительные (до 90°) расхождения между следами двух подвижек по одной плоскости способствуют нахождению оси σ_2 на стереограммах, что особенно важно при недостатке замеров смещений и связанной с этим неоднозначностью нахождения положения главных напряжений (рис. 1). Приведенные соображения не отрицают наличия следов более древних подвижек.

На западном склоне Урала в палеозойских породах встречаются единичные зеркала скольжения, по-видимому связанные с герцинским тектогенезом. Их отличает прежде всего морфология борозд и штрихов – это мощные, до нескольких миллиметров глубиной и до десятков миллиметров шириной, прямолинейные образования на плоскостях разного размера, иногда при раскалывании распадающиеся на карандашевидные отдельности. Определить направление смещения по ним, как правило, не удастся. Кроме них, довольно часто при наличии двух следов смещения на единой плоскости одно бывает более мощным, но затертым повторной подвижкой. Наложенная подвижка фиксируется в таких случаях тонкой игольчатой или занозистой штриховкой. Возможно, что более раннее смещение (знак его всегда трудно или невозможно определить) связано также с герцинской фазой складчатости, а повторная новейшая подвижка, вызванная меньшими по абсолютным величинам напряжениями, не смогла стереть следы смещения предыдущего этапа. Одновозрастные борозды скольжений, образовавшиеся в едином поле напряжений при меняющемся коэффициенте μ_0 , имеют чаще всего сходную морфологию, если они находятся на одной плоскости. В целом древние борозды скольжения в пределах обнажения составляют от 0 до 10% из всех обнаруженных следов перемещений. Необходимо специально отметить случаи, когда все же происходит наложение двух полей тектонических напряжений с соотношением древних и молодых борозд скольжения от 1:4 до 1:2. Такие единичные стереограммы весьма неоднозначны в интерпретации и требуют применения методики определения разновозрастных полей напряжений, предложенной В.А. Корчемагиным [4] и развивающей кинематический метод.

Итак, на основании анализа более 15 тыс. замеров зеркал скольжения в породах докембрийского Балтийского щита, Мезенской и Печорской синеклиз, в пределах байкалид Тимана, герцинид Урала и Казахстана, а также по литературным данным по альпийскому поясу и герцинидам Донбасса [3, 4] можно утверждать, что подавляющее число следов тектонических перемещений в горных породах сформировано в последний, по-видимому, новейший тектонический этап. Изучение новейших полей напряжений кинематическим методом дает значительно более надежные результаты по сравнению с результатами, полученными другими методами. Но кинематический метод лишь в единичных случаях применим для изучения более древних полей напряжений.

Особый интерес при использовании кинематического метода представляет исследование распределения реализованных перемещениями плоскостей относительно главных напряжений. Казалось бы, естественно ожидать, что большинство смещений должно происходить по плоскостям, близким по положению в пространстве к плоскостям действия максимальных касательных напряжений. Но специальный анализ кинематических стереограмм показывает, что в реальной геологической среде смещения происходят только по одной из плоскостей действия τ_{\max} (рис. 1, г, д). Это связано, по всей вероятности, с анизотропией горных пород, выраженной отсутствием ослабленных поверхностей, близких по ориентации ко второй площадке действия τ_{\max} . При одноосном напряженном состоянии распределение реализованных плоскостей различное при разных абсолютных величинах μ_0 . Если деформация пород происходила

под воздействием преобладающих растягивающих усилий ($\mu_o \approx -1$), то смещения происходят предпочтительно по плоскостям, параллельным оси σ_1 (рис. 1, к), а при преобладании сжимающих усилий ($\mu_o \approx +1$) – по плоскостям, перпендикулярным оси σ_3 (рис. 1, ж). Это может быть вызвано различным трением между крыльями ослабленных плоскостей, по-разному расположенных по отношению к осям напряжений. При одноосном растяжении в породах должна проявляться тенденция к формированию сдвиго-раздвигов без образования следов смещений на плоскостях сместителей.

На Приполярном Урале нами установлены крупные участки площадью до 100 км², которые характеризуются видом напряженного состояния, близким к одноосному растяжению. Новейшие поля напряжений в этом регионе унаследованы от позднегерцинского этапа тектонических деформаций [11]. Формирование сдвиго-раздвигов в позднегерцинский этап сопровождалось повышенной гидротермальной минерализацией, образованием кварцевых жил, мощность которых максимальна у жил, субперпендикулярных оси растяжения. В таких условиях крылья плоскостей, параллельных оси σ_1 , наиболее сближены друг с другом и на них из-за относительно повышенного трения чаще образуются борозды скольжения.

В этом же районе новейшее “сжатие” перпендикулярно сланцеватости, образовавшейся в процессе герцинского метаморфизма. Концентрация большого числа борозд скольжения на плоскостях, возможно, объясняется наличием листовых силикатов на плоскостях сланцеватости, спайность которых резко уменьшает трение. За счет этого при меньшей амплитуде смещений и малой величине касательных напряжений на плоскостях сланцеватости чаще остаются следы смещений по сравнению с другими, более “удобными” для перемещений плоскостями. При этом в сланцевых толщах борозды скольжения на редких трещинах, секущих сланцеватость, значительно более мощные (особенно если они минерализованы) и легко диагностируются. Это соответствует теоретическим представлениям о величинах касательных напряжений на разных плоскостях. Амплитуды перемещений по секущим трещинам должны значительно превышать величину перемещений по каждой из многочисленных плоскостей сланцеватости, но статистически представительный материал о величинах перемещений набрать сложно.

Особые, единичные случаи представляют массивы горных пород, в которых при преобладающем сжатии большинство борозд скольжения наблюдается на плоскостях, параллельных оси σ_3 (Тектурмасский антиклинорий) (рис. 1, з). В геологии известны примеры проскальзывания по плоскостям, субпараллельным оси сжатия – по слоистости на начальных стадиях образования складок продольного изгиба. Для объяснения приведенного примера, когда смещения фиксируются предпочтительно по разноориентированным плоскостям, объединенным общим свойством субпараллельности оси σ_3 , требуются дополнительные аналитические и экспериментальные исследования.

Общим для распределения реализованных плоскостей при $\mu_o \approx +1$ и -1 является стремление к коническому расположению этих плоскостей относительно осей σ_3 (рис. 1, д) и σ_1 (рис. 1, и). При этом иногда можно рассчитать реальный угол скальвания для разных пород. Частным случаем конического распределения следов перемещений является совпадение их максимумов с площадками действия $\tau_{1,3}$ (рис. 1, г, е). Приведенный тип распределения вполне соответствует теоретическим расчетам величин касательных напряжений. Перечисленные характеристики распределения реализованных плоскостей в ряде случаев способствуют более уверенному нахождению осей σ_1 , σ_2 , σ_3 на кинематических стереограммах для локальных объемов горных пород.

Как отмечалось автором кинематического метода, а также в работах [4, 10, 11 и др.] изучение напряженного состояния пород по следам тектонических перемещений дает возможность достаточно уверенно определять вид напряженного состояния (коэффициент μ_o) или способ нагруженности горных пород. В зависимости от коэффициента μ_o выделяются “два чисто геометрических типа упорядоченности ориентировок сдвиговых смещений ... проявляющихся в массивах горных пород – одноосный и трехосный”

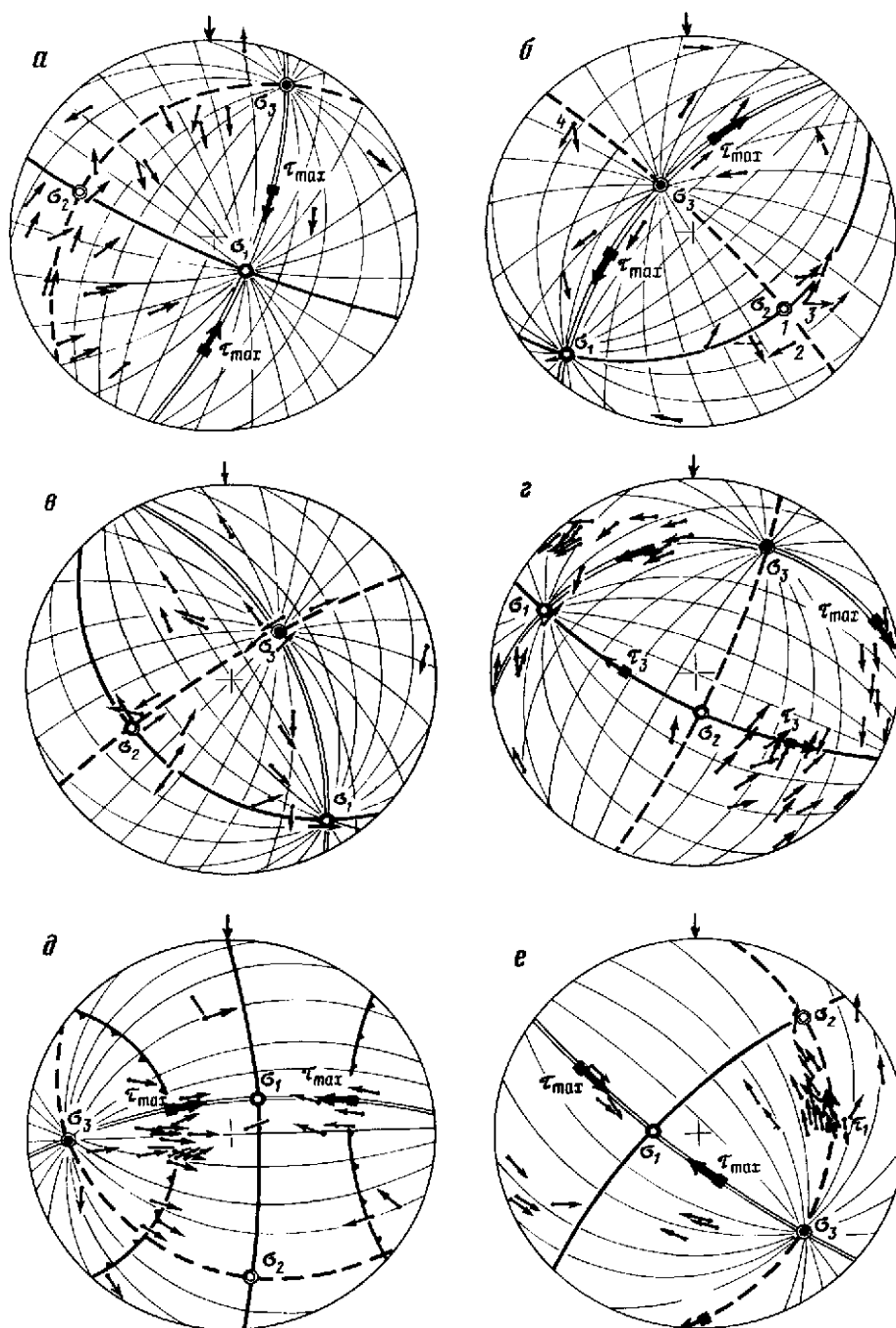
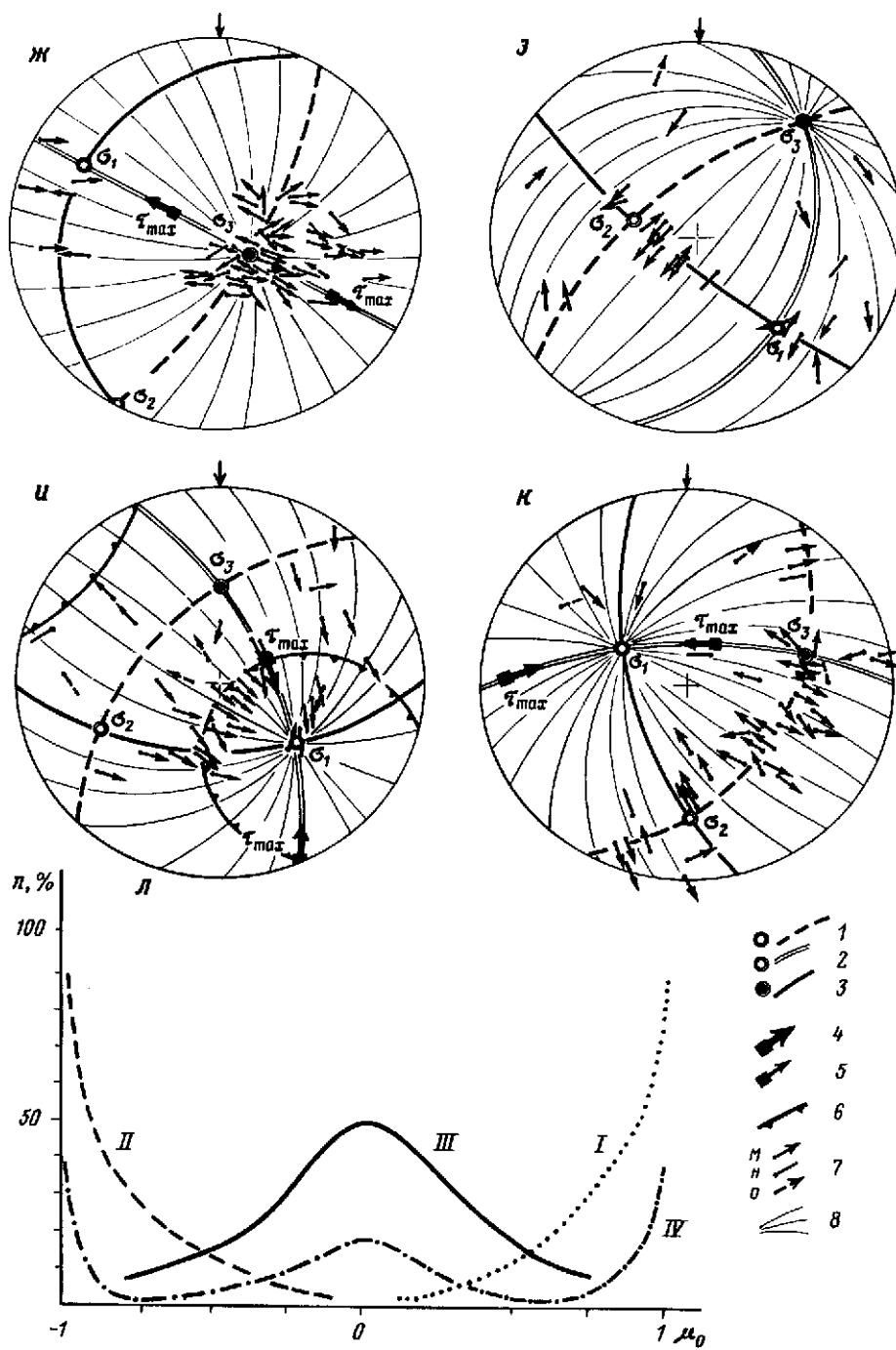


Рис. 1. Кинематические стереограммы и распределение значений коэффициента μ_0 при разных видах напряженного состояния

1-3 – оси главных нормальных напряжений и плоскости их действия: 1 – σ_1 ; 2 – σ_2 ; 3 – σ_3 ; 4, 5 – полюса плоскостей действия максимальных касательных напряжений (4) и $\tau_{1,3}$ (5); 6 – конические поверхности, оси которых совпадают с осями σ_1 и σ_3 ; 7 – направления тектонических перемещений на ослабленных плоскостях (M – уверенные; n – с неопределенным знаком смещения; o – противоречащие найденному полю напряжений); 8 – система дуг больших кругов, рас-



ходящихся от оси σ_1 при преобладающем растяжении (и, к), от оси σ_3 при преобладающем сжатии (б-з) и от обеих осей при ВВНС (а-в) и трехосном напряженном состоянии (з); большинство векторов смещения находится в створе острого угла при $\mu_0 \approx 0$ или субпараллельно дугам больших кругов. Привязки стереограмм (сетка Вульфа, верхняя полусфера): б - Полярный Урал, в - Байкальский рифт, з - Казахстан, остальные - Приполярный Урал. Графики распределения коэффициента μ_0 (л): I - при преобладающем сжатии; II - при преобладающем растяжении; III - при трехосном напряженном состоянии; IV - при ВВНС

[2, с. 10]. Нами предложено выделение третьего типа упорядоченности ориентировок сдвиговых смещений, когда в локальном объеме 40–50% смещений связаны с одноосным растяжением, в то же время 40–50% других смещений образованы одноосным сжатием, а остальные 0–20% – трехосным напряженным состоянием. Все 100% перемещений удовлетворяют единому по ориентации осей σ_1 , σ_2 , σ_3 полю напряжений. Такое напряженное состояние характеризуется постоянством положения осей главных нормальных напряжений и сопровождается пульсационным режимом нагруженности горных пород. При этом активны то сжимающие, то растягивающие усилия. В какие-то моменты породы испытывают трехосное напряженное состояние (средняя часть графика на рис. 1, л). Такой способ нагруженности горных пород нами предложено называть **вариацией вида напряженного состояния** (ВВНС). ВВНС обнаруживается графически на кинематических стереограммах (рис. 1, а–в) при составлении графиков распределения значений μ_0 каждого смещения в однороднонагруженном объеме. Суммарный расчет среднего значения коэффициента μ_0 для локального объема уравнивает вариацию вида напряженного состояния с трехосным напряженным состоянием. Необходимость выделения ВВНС диктуется прежде всего приуроченностью к участкам с таким видом напряженного состояния месторождений полезных ископаемых¹, а также тем, что ВВНС способствует пониманию динамических процессов в зонах разломов.

Как отмечалось ранее [3, 9, 10], изменение в пространстве полей новейших тектонических напряжений не зависит от древней складчатой структуры, а целиком связано со смещениями по подновленным разломам. На рис. 2 видно, что ориентация осей σ_1 и σ_3 значительно меняется по простиранию одного и того же крыла восточной антиклинальной складки. Локальный объем VII с постоянной ориентацией напряжений сечет складку в центральной части, а северо-восточная граница этого объема совпадает с новейшим разломом. Аналогичная ситуация наблюдается и в других районах [1, 3]². Максимальное изменение в ориентации осей σ_1 – σ_3 вплоть до смены наименований происходит на концах разломов или местах их блокировки. Такой характер полей напряжений в разных крыльях разломов хорошо сопоставляется с результатами проведенного ранее моделирования [7, 8] и с данными механизмов очагов землетрясений. Изменение наименований осей сжатия и растяжения по механизмам очагов землетрясений на юго-западном фланге Байкальской рифтовой зоны в разных крыльях разлома приводится в работе [12].

Таким образом, вывод, полученный независимо экспериментальными исследованиями и на основании анализа геологических и сейсмологических данных об изменении полей напряжений в разных крыльях разломов, можно считать достаточно надежным. Выделенная выше ВВНС закартирована нами также на концах разломов разного порядка или на местах их сочленения. Проведенный нами анализ сейсмологических данных [5, 6, 12] по Байкальскому рифту показывает, что в отличие от центральной части на северо-восточном фланге рифта в Удоканском районе современное разрывообразование вызывается полем напряжения с ВВНС (рис. 1, в). По всей вероятности, ВВНС вызвана пульсационной реализацией накапливающихся на концах касательных напряжений. Механизм ВВНС в целом совпадает с механизмом смены наименований σ_3 и σ_2 при $\mu_0 \approx +1$ или σ_1 и σ_2 при $\mu_0 \approx -1$, предложенным А.А. Тресковым [12] по сейсмологическим данным.

Значительный практический интерес представляют области сжатия и растяжения, образующиеся за счет смещения по разломам или предопределенные их дугообразной морфологией. Типы смещений по крупным разломам установлены нами по методике, предложенной в работе [10]. Максимумы проявлений и месторождений горного хрусталя приурочены к областям преобладающих растяжений, расположенных в тылу

¹ См. также статью Л.А. Сим, Н.Ю. Васильева, В.А. Корчемагина, В.С. Емец в настоящем сборнике.

² См. также статью Л.А. Сим, Н.Ю. Васильева, В.А. Корчемагина, В.С. Емец в настоящем сборнике.



Рис. 2. Схема полей напряжений хр. Западные Саледы (Приполярный Урал)

1 – оси σ_1 (а) и σ_3 (б); нанесенные в центре однородно нагруженных объемов; 2 – масштаб для расчета длины векторов σ_1 и σ_3 ; 3 – траектории осей σ_1 (а) и σ_3 (б); 4–5 – элементы структуры: оси синклиналей (а) и антиклиналей (б); 5 – разломы

сдвигающихся крыльев разломов. Максимальная хрусталеносность совпадает с областью дугообразного изгиба крупных продольных региональных разломов северо-восточного простирания. Как показывают экспериментальные исследования [7], изгибы разломов сопровождаются повышенными максимальными касательными напряжениями; из этого должно следовать повышенное число сколов в таких участках, и в то же время на внешней стороне дуги должны существовать условия растяжения, сопровождаемые формированием трещин отрыва. Сочетание большой раздробленности и условий растяжения обеспечило благоприятную обстановку для высокой хрусталеносности. Таким образом, констатируется хорошая сопоставимость экспериментальных и натуральных данных разных авторов.

ВЫВОДЫ

В реальной геологической среде образование следов тектонических перемещений по ослабленным плоскостям происходит не всегда в соответствии с теоретическими представлениями о плоскостях действия максимальных касательных напряжений. Это связано с анизотропностью физических свойств горных пород, неравномерным распределением ослабленных плоскостей, спецификой сложной связи между следами перемещений и их амплитудами.

Наряду с трехосным и одноосным видами напряженного состояния горных пород

выделяется вариация, характеризующаяся сменой обстановок сжатия и растяжения при постоянстве ориентации осей главных нормальных напряжений.

Изменение полей тектонических напряжений тесно связано со смещениями по разломам, активизированным в новейшем этапе. Концы разломов и места их блокировок сопровождаются максимальным изменением ориентации напряжений и вариацией вида напряженного состояния, подтверждающейся сейсмологическими данными о современном разрывообразовании. Вариация связана с пульсационной разгрузкой напряжений, скапливающихся на концах разломов.

Морфология разломов и смещения по ним определяют тектонофизические условия концентрации месторождений полезных ископаемых.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бабак В.И., Гарбар Д.И., Касаткин Ф.Г., Сим Л.А.* Тектонические условия формирования и тенденции развития Онежского озера: (По геологическим данным и материалам изучения напряженного состояния горных пород) // Изв. вузов. Геология и разведка. 1979. № 2. С. 44–51.
2. *Гуценко О.И.* Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 7–51.
3. *Гуценко О.И.* Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связи с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней (на примере Западного Дарваза и сейсмоактивных областей Южной Азии): Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1981. 24 с.
4. *Корчемагин В.А.* Геологическая структура и поля напряжений в связи с эволюцией эндогенных режимов Донбасса: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1984. 30 с.
5. *Мишарина Л.А.* Напряжения в земной коре в рифтовых зонах. М.: Наука, 1967. 131 с.
6. *Мишарина Л.А., Солоненко Н.В., Леонтьева Л.Р.* Локальные тектонические напряжения в Байкальской рифтовой зоне по наблюдениям групп слабых землетрясений // Сейсмоструктура и сейсмичность рифтовой системы Прибайкалья. М.: Наука, 1968. С. 88.
7. *Осокина Д.Н., Григорьев А.С., Гуценко О.И., Цветкова Н.Ю.* Возможности изучения современного поля напряжений тектонофизическими методами в связи с задачей прогноза сейсмической опасности // Поиски предвестников землетрясений. Ташкент: Фан, 1976. С. 194.
8. *Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю.* Метод моделирования локальных полей напряжений в окрестностях тектонических разрывов и в очагах землетрясений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 139–162.
9. *Сим Л.А.* Тектонические напряжения зоны сочленения Среднего Тимана и Мезенской синеклизы // Изв. вузов. Геология и разведка. 1978. № 5. С. 117–125.
10. *Сим Л.А.* Выявление новейших активизированных разломов в условиях слабообнаженных районов (на примере зоны сочленения Мезенской синеклизы и Среднего Тимана): // Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1980. 24 с.
11. *Сим Л.А.* Изменение вида напряженного состояния горных пород как признак хрупкости (на примере Приполярного Урала) // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии: Тез. докл. Всесоюз. симпоз.: "Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и прикладной геологии" Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 120–121.
12. *Тресков А.А.* Механизм очага землетрясений и поле тектонических напряжений // Сейсмоструктура и сейсмичность рифтовой системы Прибайкалья. М.: Наука, 1968. С. 78–89.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР РУДНЫХ ПОЛЕЙ

Л.А. Сим, Н.Ю. Васильев, В.А. Корчемагин, В.С. Емец

Формирование структуры рудных полей в значительной мере зависит от ориентации тектонических сил на различных этапах развития структуры. Изучение полей тектонических напряжений на месторождениях разного генезиса показало, что яркой особенностью магматических, гидротермальных и гидротермально-метасоматических месторождений полезных ископаемых является их приуроченность к наиболее мобильным участкам земной коры, характеризующимся повышенной раздробленностью горных пород, активностью разрывных нарушений, нестабильностью режима тектонических сил, выражающейся в вариации вида напряженного состояния [6]. Перечисленные выводы получены нами на основании изучения полей напряжений на ряде месторождений (горного хрусталя, талька, ртути, асбеста и хромита).

Тектонофизические условия хрусталеобразования на Приполярном Урале. Месторождения горного хрусталя Приполярного Урала приурочены к ядру Ляпинского антиклинория, сложенного метаморфизованными породами рифейско-протерозойского возраста. Лишь отдельные месторождения и проявления горного хрусталя находятся в пределах развития слабометаморфизованных нижнеордовикских кварцитов, залегающих несогласно на более древних породах. Структура большинства месторождений обусловлена хрусталепоподводящими и хрусталеконтролирующими разломами [1, 4]. Значительное влияние на формирование рудных полей оказали крупные продольные и поперечные разломы, часть которых является глубинными. В завершающие фазы герцинского тектогенеза выделяются жильный этап с образованием мощных кварцевых жил и последующий за ним гнездовой этап с формированием гнезд горного хрусталя в результате гидротермально-метасоматических процессов [4].

Изучение полей тектонических напряжений кинематическим методом [3] как в хрусталеносной провинции в целом, так и в более детальном масштабе на более чем 30 месторождениях показало, что максимальное число месторождений и проявлений горного хрусталя, цитрина и аметиста приурочено к крупным участкам земной коры площадью свыше 100 км², испытывающим преобладающее растяжение. Условия относительного растяжения в них предопределены морфологией и смещениями по крупным региональным разломам (см. статью Л.А. Сим в настоящем сборнике). Внутри этих крупных участков в локальных объемах происходит достаточно сложное изменение ориентации осей главных напряжений, вызванное подвижками по более мелким разрывам. Локальные объемы или участки с устойчивой ориентацией напряжений имеют площадь 0,1–10 км². В пределах месторождений горного хрусталя площадь таких локальных объемов минимальна. Это связано с большой раздробленностью горных пород на месторождениях, изобилием мелких активных разрывов. Смещения по ним, как правило, незначительные. На подавляющем большинстве месторождений отмечается вариация вида напряженного состояния [7], фиксируемая вблизи добычных блоков или непосредственно в гнездах горного хрусталя. Собственно в кварцевых жилах и во вмещающих их породах картируются чаще всего условия преобладающего растяжения. Такие же закономерности характера полей напряжений наблюдаются и по вертикали.

На месторождении горы Б над жильным узлом и в самом узле, образованном на пересечении хрусталепоподводящего и хрусталеконтролирующего разломов, структура формируется в условиях растяжения. На более глубоком горизонте в жильном узле разработано гнездо горного хрусталя, в котором уверенно фиксируется вариация вида напряженного состояния, но ориентация осей σ_1 и σ_3 идентична откартированной в карьере. В штольне, вскрывающей самые глубокие горизонты, уже под жильным узлом

фиксируется трехосное напряженное состояние горных пород; ориентация осей σ_1 и σ_3 при этом существенно отлична от положения главных нормальных напряжений в выше-лежащих горизонтах. По всей вероятности, нижний контакт жильного узла со вмещающими породами сыграл роль подновленного разрыва, что повлекло за собой смену ориентировок осей σ_1 и σ_3 . Вариация вида напряженного состояния вблизи и в гнезде горного хрусталя приближена к месту пересечения разломов. Пульсационная разрядка тектонических напряжений по разрывам, видимо, способствует подтоку гидротермальных растворов, метасоматозу и формированию гнезд горного хрусталя. Нами предложено использовать вариацию вида напряженного состояния как тектонофизический критерий поиска гнезд горного хрусталя при наличии прочих благоприятных условий [6]. Так как весь разрез по вертикали составляет всего 200 м, то указанная изменчивость вида напряженного состояния свидетельствует о “чуткости” предлагаемого критерия.

Тектонофизические условия рудообразования на Онотском месторождении талька. Онотское месторождение располагается в предгорьях Восточного Саяна. Оно приурочено к южному – Шарыжалгайскому – выступу докембрийского фундамента Сибирской платформы. Свод выступа осложнен структурой Онотского грабена северо-северо-западного простирания. Центральная часть грабена выполнена мигматитами и анатектитами среднего протерозоя. Крылья грабена маркируются карбонатной толщей нижнего протерозоя, образующей блоки преимущественно субмеридионального простирания. Тальковые рудные тела залегают в карбонатной толще западного крыла, образуя четковидные залежи (рудные участки), согласные с общим простиранием толщи и периодически (через 500–700 м) повторяющиеся в ней на протяжении 8 км.

Образование залежей связано с гидротермально-метасоматическим преобразованием рудовмещающих доломитов и магнезитов под действием кремнекислых растворов, проникших в карбонатную толщу вдоль поверхности ее контакта с алюмосиликатными породами. Главными рудообразующими факторами явилось наличие исходных для метасоматоза магнезиальных пород, обилие кремнекислых растворов, генерируемых в процессе развития мигматитов и анатектитов, а также благоприятные условия проницаемости карбонатной толщи. Выявление оптимальных условий проницаемости основано на анализе полей тектонических напряжений, при последовательном изменении которых происходило формирование структуры рудного поля. Реконструкция полей тектонических напряжений проведена по методике М.В. Гзовского (ранний этап развития структуры) и О.И. Гуценко (поздний этап развития структуры).

Развитие структуры рудного поля происходило на раннем этапе в условиях СВ-ЮЗ субгоризонтального растяжения, при котором ориентация осей минимальных алгебраических напряжений сохраняла устойчивое субвертикальное положение, а алгебраически максимальные напряжения были субперпендикулярны относительно простирания толщи карбонатных пород (рис. 1, а). Плоскости действия максимальных касательных напряжений на этих участках ориентировались вдоль (с левосдвиговой составляющей) и диагонально (с правосдвиговой составляющей) относительно простирания толщи, а подвижки по ним носили характер сбросов. В участках изменения субмеридионального простирания карбонатной толщи на субширотное ориентация осей минимальных нормальных напряжений была субгоризонтальной. Плоскости действия максимальных касательных напряжений в этих участках ориентированы вкрест простирания (правый сдвиг) и согласно с простиранием (левый сдвиг) карбонатной толщи. Подвижки по ним обусловили разделение толщи на субмеридиональные и субширотные блоки. Выявленные особенности позволяют сделать вывод о формировании структуры рудного поля на раннем этапе как структуры грабена. Природа этого процесса, по-видимому, генетически связана с возникновением условий горизонтального растяжения и вертикального сжатия в верхней апикальной части воздымавшегося Шарыжалгайского выступа.

На позднем этапе развитие структуры рудного поля происходило в целом в условиях субмеридионального растяжения и субширотного сжатия, противоположных по ориентации, установленной для предыдущего этапа (рис. 1, б). Ориентация алгебраи-

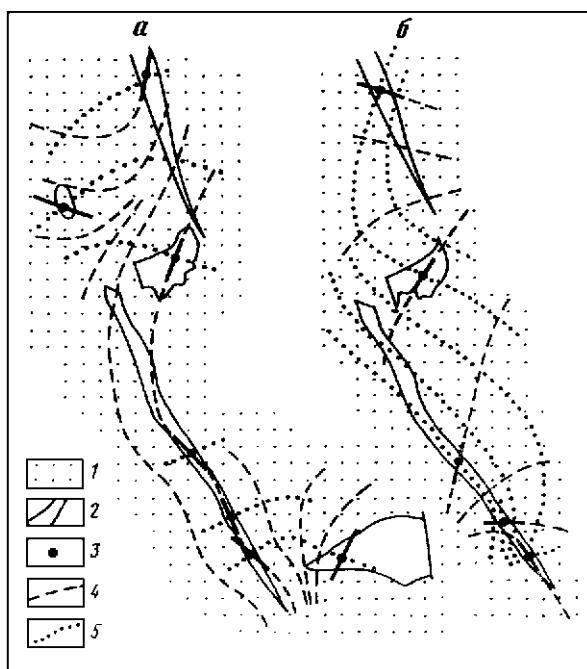


Рис. 1. План поля тектонических напряжений Онотского рудного поля

1 – алюмосиликатные породы; 2 – блоки магнезитов; 3 – точки наблюдений; 4–5 – траектории осей: 4 – σ_3 , 5 – σ_1 ; а – ранний этап; б – поздний этап

чески максимальных нормальных напряжений в субмеридиональных блоках сменилась на субгоризонтальную. При этом одна из плоскостей действия максимальных касательных напряжений стала ориентированной вкрест простирания карбонатной толщи. В субширотных блоках поле тектонических напряжений на позднем этапе практически не изменилось. Исключительная принадлежность тальковых залежей только к субмеридиональным блокам позволяет связывать возникновение оптимальных для талькообразования условий проницаемости карбонатной толщи с поздним этапом развития структуры рудного поля. Детальная характеристика этих условий приведена по результатам анализа поля тектонических напряжений на рудном участке “Свита жил”, представленном на рис. 2. На левом рисунке показано изменение ориентации главных нормальных напряжений в зальбанде висячего бока тальковой залежи. На втором, правом рисунке хорошо видно происходящее там же изменение характера сдвиговой составляющей. Такое положение залежи свидетельствует о ее приуроченности к “активному” участку разлома, являющегося естественным ограничителем зальбанда. Севернее рассматриваемой залежи, где магнезиты не несут оруденения, разлом остается “пассивным”. Там установлен единый план ориентации осей главных нормальных напряжений для разных его крыльев. Отсюда следует вывод о том, что процесс талькообразования происходил лишь на “активных” участках разломов с максимальной проницаемостью для гидротермальных растворов.

Тектонофизические условия рудообразования на Никитовском рудном поле.

Никитовское рудное поле приурочено к сводовой части Главной антиклинали Донецкого бассейна, представляющей собой крупную почти симметричную складку, сложенную угленосной толщей карбона, шарнир которой простирается по азимуту 290–300°, а углы падения пород на крыльях составляют 60–65°. Оно ограничено с обеих сторон продольными, несогласно падающими разрывами, наклоненными к ядру антиклинали под углами 50–70°. В кинематическом отношении эти разрывы являются правыми

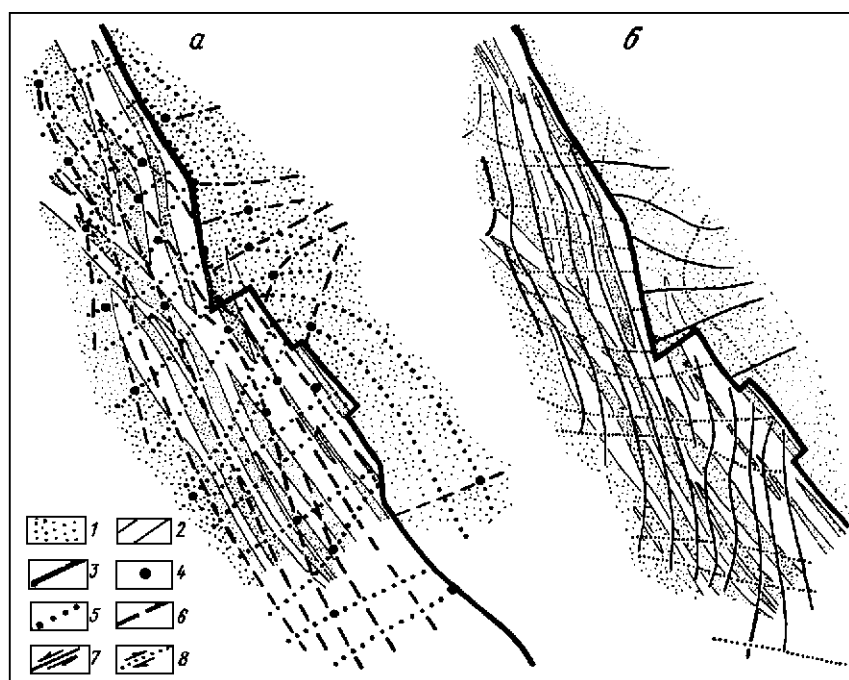


Рис. 2. План поля тектонических напряжений участка “Свита жил” на позднем этапе

a – траектории осей σ_1 и σ_3 , *б* – простирания плоскостей действия максимальных касательных напряжений; 1 – алюмосиликаты; 2 – талькиты; 3 – разрывные нарушения, 4 – точки замеров; 5–6 – траектории осей; σ_1 – 5 и σ_3 – 6; 7 – левосдвиговые плоскости действия τ_{\max} ; 8 – то же, правосдвиговые

сдвигами с незначительной вертикальной составляющей. Оруденение концентрируется преимущественно в трещинах, пересекающих сравнительно мощные (до 60 м) пласты интенсивно окварцованных песчаников. Распределение оруденения неравномерное. Наиболее богатые рудные тела приурочены к зонам дробления и повышенной трещиноватости, прилегающим к продольным разрывам и сопровождающим куполообразные складки второго порядка, усложняющим свод Главной антиклинали. Формирование структуры рудного поля связывается с правосторонним сдвигом вдоль Центрально-Донецкого глубинного разлома, скрытого под Главной антиклиналью [5].

Для характеристики тектонического поля напряжений Никитовской группы месторождений в карьерах и подземных выработках было выполнено около 200 локальных определений его параметров. В каждом локальном объеме горного массива, линейные размеры которых не превышали обычно 20–30 м, определения осуществлялись минимум по 10–15 зеркалам скольжения. Наблюдения производились как в пределах рудных тел, так и вне их. По ориентации осей главных нормальных напряжений, средним параметрам значениям параметра Лоде-Надаи и пределам его изменения поля напряжений локального уровня чрезвычайно разнообразны.

Рудные тела, как правило, приурочены к участкам горного массива, в пределах которых наблюдается высокая изменчивость ориентации осей σ_1 и σ_3 и устанавливается максимальный диапазон изменений значений коэффициента μ_0 (вариация вида напряженного состояния). Судя по обычно высокой степени пустотности в пределах рудных тел, можно полагать, что шаровая часть тензора напряжений имеет положительные значения и общий вид напряженного состояния массива локального уровня характеризуется условиями растяжения. Однако высокая пустотность отмечается и в безрудных участках. Создается впечатление, что благоприятные условия для образования

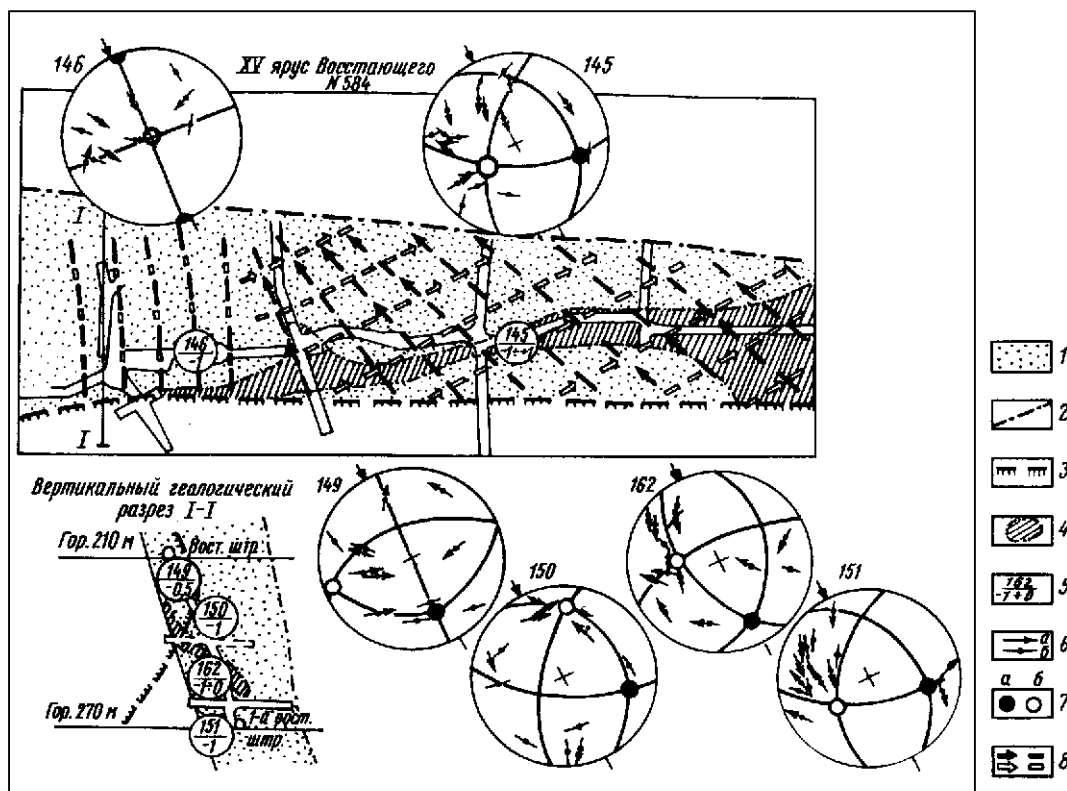


Рис. 3. Поля напряжений Никитовского рудного поля

1 – рудовмещающий пласт песчаника; 2 – уголь; 3 – тектонические нарушения; 4 – контуры рудного тела, 5 – пункты реконструкций (в числителе номер, в знаменателе – значение коэффициента Лодэ-Надаи); 6 – проекции на стереограммах полюсов нарушений с направлением относительного смещения висячего крыла с известным (а) и неизвестным (б) знаком; 7 – проекции осей главных нормальных напряжений: а – σ_3 ; б – σ_1 ; 8 – траектории осей главных нормальных напряжений: а – σ_3 ; б – σ_1

промышленного оруденения связаны не столько с общим видом напряженного состояния, отражаемого знаком шарового тензора, или со средними значениями коэффициента μ_0 девиатора напряжений, сколько с динамикой процесса деформирования соответствующего участка массива. В рудных участках характерен максимальный диапазон изменений коэффициента μ_0 от +1 до -1 (рис. 3). Очевидно, что именно такая высокодинамичная обстановка деформирования с пульсирующим, многократным изменением условий от одноосного сжатия до одноосного растяжения обуславливает высокую степень циркуляции рудоносных растворов, высокую изменчивость физико-химических условий процесса рудообразования и в конечном счете способствует накоплению промышленных руд. Простое, постепенное приоткрывание полостей в условиях лишь общего растяжения, по-видимому, не в состоянии обеспечить интенсивной циркуляции растворов и достаточной изменчивости физико-химических условий рудообразования, необходимых для формирования богатых рудных тел. Величина диапазона вариаций показателя μ_0 имеет значение не только для обнаружения рудных тел, но, вероятно, может являться также важным критерием при прогнозе рудных полей. Так, тектоническое поле напряжений регионального уровня, отражающее напряженное состояние Никитовского рудного поля в целом, характеризуется динамической обстановкой, изменяющейся от одноосного сжатия до одноосного растяжения.

ВЫВОДЫ

1. Структуры рудных месторождений различного генезиса формируются в зонах разломов древнего заложения, подновленных в рудный и пострудный этапы развития. Активизация разломов фиксируется разной ориентацией главных нормальных напряжений на противоположных крыльях разломов. Наиболее активные участки разломов характеризуются сменой наименований осей главных нормальных напряжений. Такие участки отличаются максимальной концентрацией руды.

2. Дугообразная морфология разломов и перемещение по ним в рудный этап обуславливают наличие отдельных участков в земной коре, испытывающих преобладающие растягивающие напряжения (Приполярный Урал). Такие участки характеризуются повышенной гидротермальной минерализацией, формированием мощных кварцевых жил, в целом благоприятных для формирования гнезд горного хрусталя.

3. В рудных телах фиксируется вариация вида напряженного состояния, соответствующая смене динамической обстановки от одноосного сжатия до одноосного растяжения при постоянстве ориентации главных нормальных напряжений. Такой характер нагруженности горных пород создает, по-видимому, достаточную изменчивость физико-химических условий рудообразования, необходимую для формирования богатых рудных тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. Багрова З.А., Скобель Л.С. О роли поперечных структур в размещении хрусталепроявлений Приполярного Урала // Докл. АН СССР. 1974. Т. 214, № 4. С. 881–884.
2. Васильев Н.Ю., Каплин О.А., Сим Л.А. К тектонофизическим условиям формирования Райзского хромитоносного массива // Вопросы оруденения в ультрамафитах. М.: Наука, 1985. С. 43–52.
3. Гуценко О. И. Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 7–25.
4. Карякин А.Е., Смирнова В.А. Структура хрусталеносных полей. М.: Наука, 1967. 274 с.
5. Корчемагин В.А. Геологическая структура и поля напряжений в связи с эволюцией эндогенных режимов Донбасса: Автореферат дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1984. 24 с.
6. Сим Л.А. Изменение вида напряженного состояния горных пород как признак хрусталеносности (на примере Приполярного Урала) // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 120–121.
7. Сим Л.А., Мозженко О.А., Козлов А.В., Иванов Н.Н. Связь полей напряжений и хрусталеносности г. Гранитной (Приполярный Урал) // Изв. вузов. Геология и разведка, 1983. № 7. С. 15–20.

УДК 551.24(477.6):621.831

ТЕКТОНИКА И ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ДОНБАССА

В.А. Корчемагин, Ю.С. Рябоштан

В настоящем сообщении для характеристики эндогенных режимов Донецкого складчатого сооружения предлагается использовать комплекс структурно-морфологических и тектонофизических методов в сочетании с данными геофизики, петрологии и изотопной геохимии. Структурно-морфологические методы, включающие анализ морфологии зеркал складчатости, анализ распределения по площади региона величин послеинверсионных поднятий и другие методы позволяют составить представления о геометрических характеристиках строения отдельных структурных этажей и всей складчатой системы в целом. Тектонофизические методы, включающие разделение и реконструкцию разновозрастных полей напряжений по кинематическим характеристикам разрывов, по типам структур тектонических трещин, минеральных жил и даек магматических пород [7, 9, 11, 12], дают возможность выявить особенности динамической обстанов-

ки и ориентации главных напряжений, сопровождавших формирование геологических структур в ряду последовательных тектонических циклов. Данные геофизики, петрологии, и геохимии позволяют установить особенности глубинного строения земной коры, эволюции магматической деятельности и основных источников минерального вещества. Совместный анализ результатов такого комплекса исследований способствует выявлению ведущих механизмов деформирования земной коры, характера и степени ее проницаемости в разные периоды развития, в значительной мере определяющих эндогенные режимы и металлогеническую специализацию региона.

Донецкий бассейн представляет собой складчатый комплекс Доно-Днепровского прогиба, заложенного на коре континентального типа, прослеживающегося в северо-западном направлении на юге Русской плиты и приуроченного к осевой части крупной плотностной аномалии верхней мантии (рис. 1), выявленной в процессе гравиметрических исследований И.П.Лопатиной и В.З.Рябым [10]. В основе геологического строения Донбасса, по данным ГСЗ [12], устанавливается внутренний байкальский и внешний каледонский грабенообразные прогибы, в которые как бы вложена позднегерцинская складчатая система, перекрытая лишь по периферии платформенными мезокайнозойскими образованиями (рис. 2). По результатам исследований донецких геологов [4] в тектонической истории региона можно выделить позднепротерозойский, каледонский, герцинский и альпийский периоды развития и соответствующие им структурные этажи.

Позднепротерозойский структурный этаж глубоко погребен в пределах внутреннего грабена Донбасса [14] и недоступен для непосредственных геологических наблюдений. Однако о характере тектонических деформаций и напряжений этого периода можно, по-видимому, судить по данным о распределении в пространстве даек магматических пород позднепротерозойского возраста, широко развитых в прилегающем с юга к Донбассу Приазовском кристаллическом массиве. Анализ распределения этих даек (рис. 3) позволяет восстановить вертикальную ориентацию оси алгебраически минимальных напряжений σ_3 и горизонтальное, вкрест простирания Донецкого грабена, положение оси алгебраически максимальных напряжений σ_1 .

Аналогичный характер тектонических напряжений определяется и по результатам более достоверных и полных тектонофизических исследований, проведенных в девонских осадочно-вулканогенных образованиях, венчающих каледонский структурный этаж Донбасса. Независимыми методами, по 22 локальным реконструкциям поля напряжений, по типу структур тектонических трещин и по распределению в пространстве карбонатных жил с медной минерализацией девонского возраста, здесь восстановлена вертикальная ориентация оси σ_3 , горизонтальная ориентация оси σ_1 , прослеживающаяся вкрест Донецкого прогиба, и напряженное состояние горного массива, близкое к одноосному растяжению*.

Для девонского периода развития Донбасса характерно проявление щелочно-ультраосновной, щелочно-оливин-базальтовой, трапповой магматических формаций и магматогенных рудопроявлений, связанных с мантийными горизонтами [13] и отражающих высокую проницаемость земной коры, сосредоточенную вдоль продольных глубинных разломов.

Структурно-геологические, тектонофизические и вещественные данные рассматриваемых периодов заложения Донбасса хорошо согласуются с математическими и экспериментальными моделями механизма поперечного изгиба земной коры, полученными М.В.Гзовским [5], В.К.Гавришем [3] и др. Причины проявления данного механизма, по-видимому, следует связывать со сводообразованием вследствие становления и последующего развития под Сарматским щитом астеносферного диапира, происходивших в условиях рифтового режима и регенерированного рифтогенеза (девон).

* Употребляя термины одноосное сжатие, одноосное растяжение и чистый сдвиг мы условно подразумеваем соответственно значение параметра Лодэ-Надаи (μ_0) равным +1, -1 и 0, а напряжение $\sigma_2 = 0$. Эти термины относятся к девиатору напряжений.

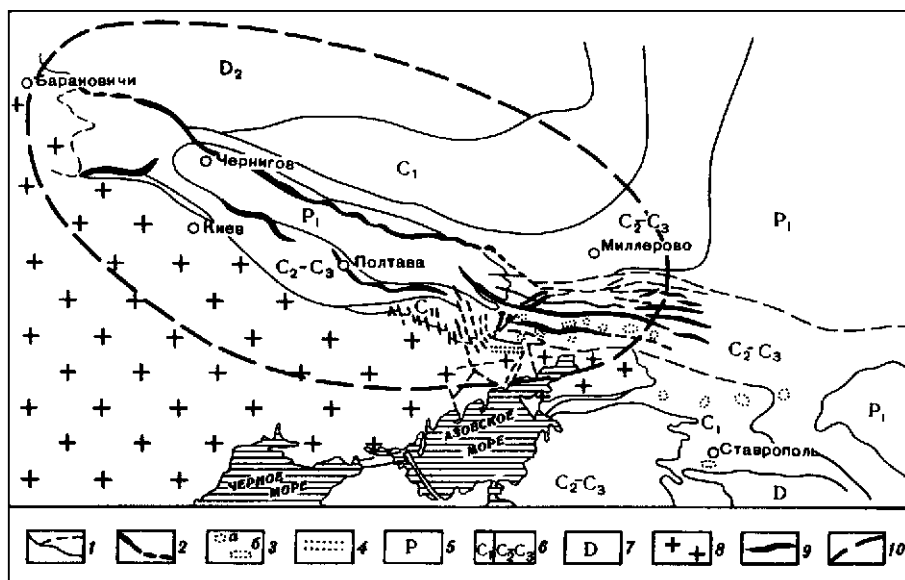


Рис. 1. Структурная позиция Донбасса (по материалам В.Д. Наливкина, А.Я. Дубинского, В.С. Попова, М.В. Чирвинской, Р.Е. Айзберга, П.И. Погребнова, В.С. Емца)

1 – краевые разрывы; 2 – граница Русской платформы; 3 – верхнепалеозойские магматические образования (а – основного состава; б – кислого состава); 4 – пояса даек; 5 – пермь; 6 – карбон; 7 – девон; 8 – докембрий; 9 – оси антиклиналей; 10 – контур плотностной аномалии верхней мантии [10]

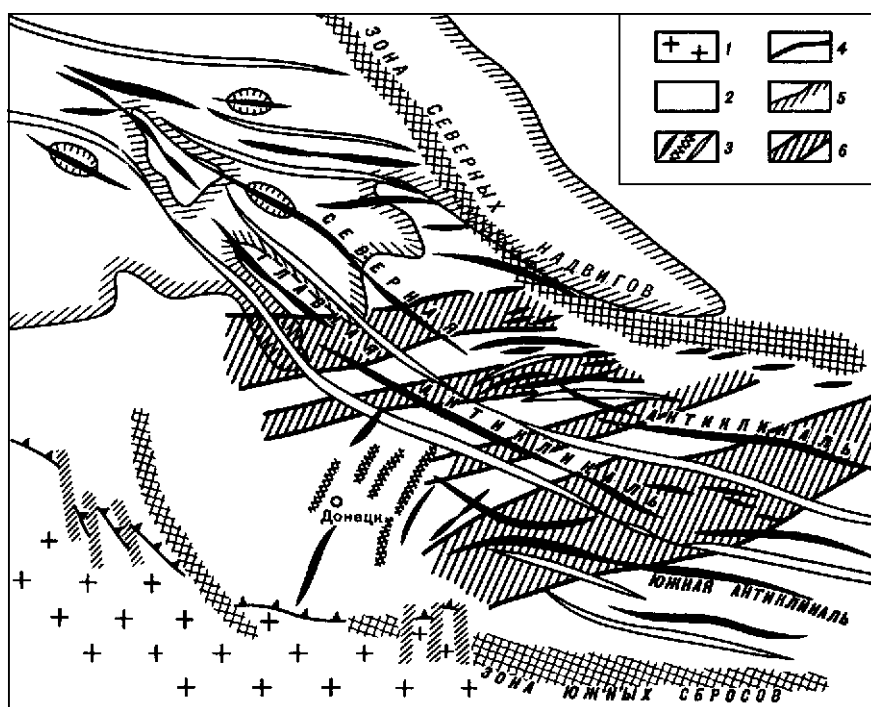


Рис. 2. Соотношения продольной и диагональной складчатости Донбасса

1 – кристаллический фундамент; 2 – палеозойские отложения; 3 – оси антиклиналей, флексур и синклиналей; 4 – зоны тектонических разломов; 5 – полиметаллы (Pb, Zn); 6 – зоны диагональных структур

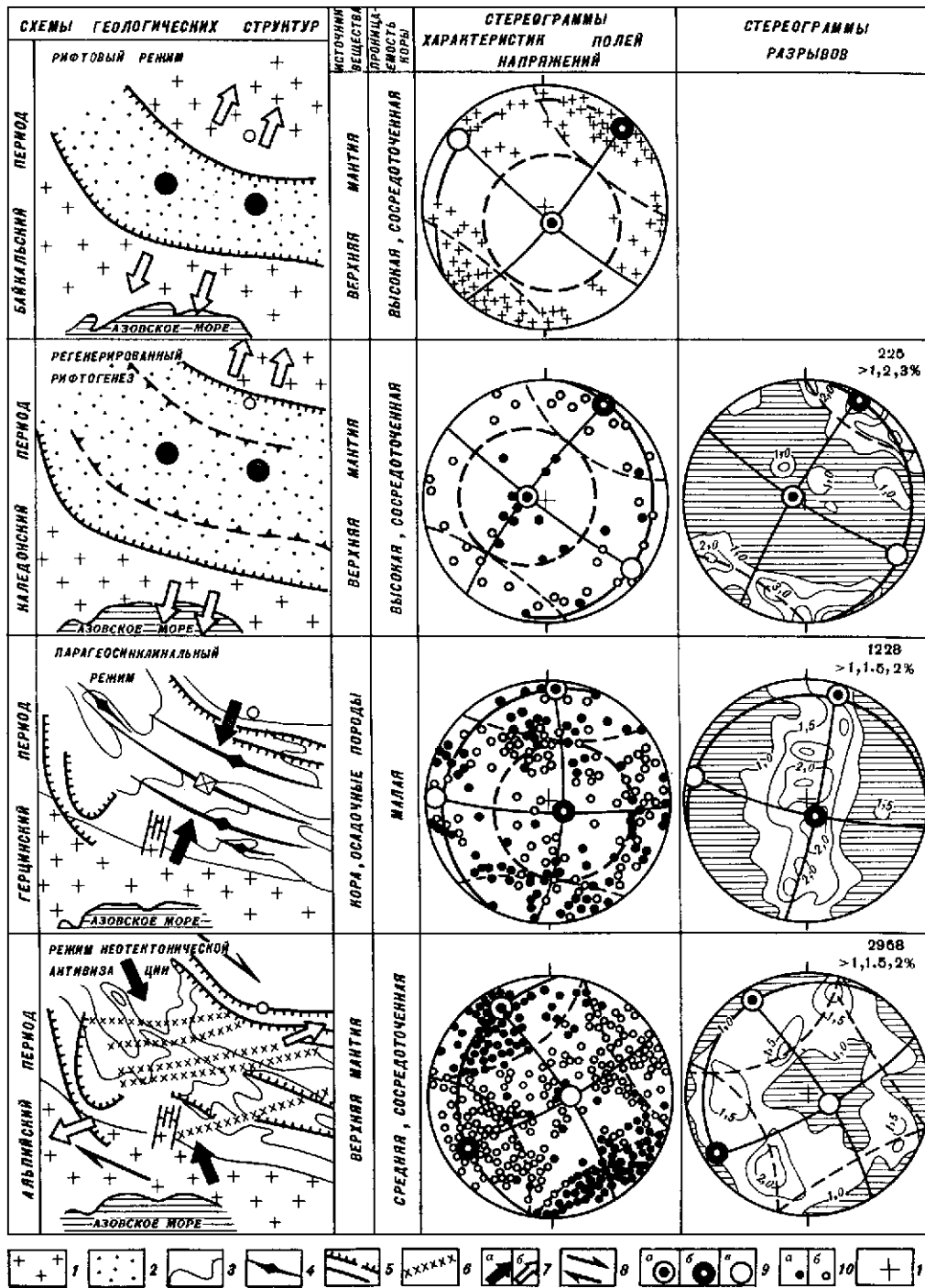


Рис. 3. Развитие структуры и поля напряжений Донбасса

1 – фундамент; 2 – верхнепротерозойские осадки, 3 – известняки карбона; 4 – оси антиклиналей; 5 – разломы; 6 – структурно-морфологические зоны (по Ю.С. Рябоштану); 7 – активные усилия: сжатия (а) и растяжения (б); 8 – направление сдвига. На стереограммах: 9 – проекции осей σ_3 (а); σ_1 (б); σ_2 (в) регионально; 10 – проекции осей σ_3 (а) и σ_1 (б) локально; 11 – полюса даек протерозоя

Герцинский структурный этаж, определяющий общий структурный облик Донецкого складчатого сооружения, образован главным образом мощной (до 22 км), циклически построенной угленосной толщей карбона. Важнейшими ее особенностями, определившими физические свойства горного массива и механизм деформирования, являются хорошо выраженная слоистость, наличие многочисленных угольных пластов, широко использовавшихся в качестве смазки при послойных смещениях в процессе складкообразования, и преобладание глинистого материала (до 70%) в составе толщи. Анализ литофаций и мощностей [4] свидетельствует о том, что накопление осадочной толщи происходило в условиях общего компенсированного прогибания ложа бассейна, вследствие чего исходная ее форма характеризуется как плоская сверху и прогнутая книзу линза. Конечная форма объема толщи по завершению складчатости, описываемая морфологией зеркал складчатости первого порядка, представляет собой обоюдовыпуклую линзу. Данная морфологическая особенность складчатого сооружения может свидетельствовать о том, что в самой осадочной толще развивались некоторые процессы, обусловившие складчатость.

Складчатая система Донбасса, сформировавшаяся на границе перми и триаса, характеризуется зональным развитием [4], сочетанием черт полной и промежуточной, концентрической и подобной складчатости. Линейность складок первого порядка сочетается с концентрическим планом распределения величин послеинверсионных поднятий (рис. 4). Максимальные значения инверсии приурочены к срединным районам Донбасса. Здесь же отмечается уменьшение амплитуды и увеличение относительной частоты складок, максимальная степень метаморфизма углей и вмещающих пород, проявление первых признаков кливажа, линейности, наиболее высокотемпературной минерализации. К срединным районам Донбасса, несколько смещаясь к югу, приурочено также проявление габбро-монцит-сиенитового и андезит-трахиандезитового верхнепалеозойского магматизма. По петрохимическим и изотопно-геохимическим данным, эти магматические образования имеют мантийно-коровое происхождение [13]. Коровое происхождение имеют также многочисленные полиметаллические и другие рудопроявления. Во всяком случае, многочисленные кварц-карбонатные жилы, широко распространенные в угленосной толще, образовались (по данным исследований газовойжидких включений и изотопных отношений кислорода, углерода и серы в кварцах, карбонатах и сульфидах [8]) преимущественно из погребенных океанических материнских вод, обильно насыщавших осадки, и представляют собой типичные мобилизаты из вмещающих пород.

Поле напряжений герцинского возраста регионального структурного уровня восстановлено по более чем 120 определениям ориентации главных нормальных напряжений в локальных объемах горного массива, а также по типу структур тектонических трещин (более 1200 замеров) и кварц-карбонатных жил (более 800 замеров), сравнительно равномерно характеризующих весь герцинский этаж в важнейших промышленных районах складчатого Донбасса (см. рис. 4). Ось региональных алгебраически минимальных нормальных напряжений σ_3 , по этим определениям ориентируется горизонтально, совпадая с нормалью к осевым поверхностям складок; ось алгебраически максимальных напряжений σ_1 располагается вертикально, и промежуточная ось σ_2 прослеживается параллельно шарнирам складок. Распределение тектонических трещин на сводной стереограмме, образующих четкие максимумы в позиции τ_{max} , и средние значения показателя Лодэ-Надаи, равные нулю, могут свидетельствовать о том, что напряженное состояние горного массива в процессе складкообразования соответствовало динамической обстановке, близкой к чистому сдвигу.

Механизм образования позднегерцинской складчатости, судя по широкому проявлению концентрических и подобных складок, послойных срывов на их крыльях и седловидного приоткрывания в ядрах, а также по характеру поля напряжений объясняется продольным сжатием угленосной толщи. Причина возникновения продольного сжатия, по-видимому, связана с метаморфогенной дилатацией толщи в условиях ограниченного с боков пространства [2] или с начальными стадиями развития

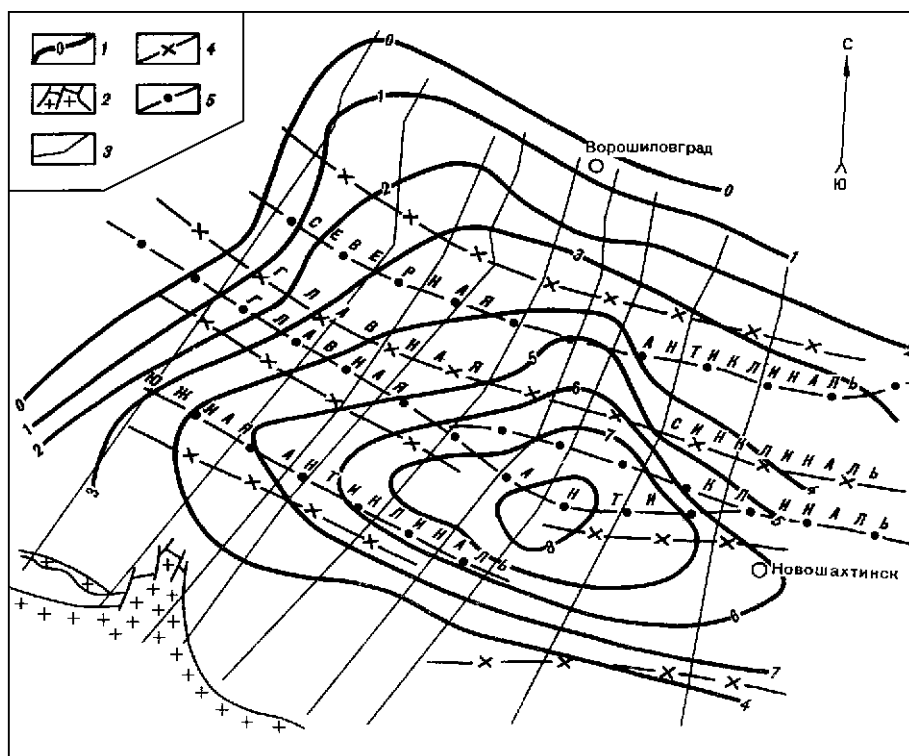


Рис. 4. Инверсия горизонта F_1

1 – изолинии равной инверсии (в км); 2 – Приазовский массив; 3 – линии разрезов; 4 – оси синклиналей; 5 – оси антиклиналей

адвективных тектонических движений (в понимании В.В.Белоусова [1, 6]). Генетическое сочетание линейного и концентрического структурных планов, общая подчиненность концентрическому плану распределения метаморфизма толщи, проявлений магматизма и минерализации позволяют предполагать важную роль в образовании складчатого сооружения глубинного астенолита. Следы последнего интерпретируются на профилях ГСЗ Н.В. Бутурлиновым [13] в виде верхнепалеозойских силлов и лаккитоподобных магматических образований в низах осадочной толщи.

Приведенный комплекс данных свидетельствует об ограниченной проницаемости земной коры в герцинский период формирования Донецкого складчатого сооружения, возникновение которого следует связывать главным образом с завершением парагеосинклинального эндогенного режима.

Период неотектонической активизации Донецкого бассейна, продолжающийся и в настоящее время, характеризуется образованием диагонального структурного плана, проявленного в виде систем кулисообразно расположенных складчатых и разрывных структур восток-северо-восточного простирания в альпийском (особенно четко на северо-западной окраине региона) и в герцинских этажах. Для альпийского поля напряжений регионального уровня описания устанавливается горизонтальная вкрест простирания альпийских складок ориентация оси σ_3 и горизонтальная, совпадающая с положением шарниров этих складок ориентация оси σ_1 (см. рис. 4). Напряженное состояние горных пород, судя по типу структуры тектонических трещин и определениям значения коэффициента μ_0 , варьировало в широких пределах от “одноосного сжатия” до “одноосного растяжения”. Магматические образования данного периода относятся к щелочно-базальтоидной магматической формации [13]. Глубинные, вероятно мантийные, источ-

ники, судя по результатам изотопно-геохимических и термобарометрических исследований [8], характерны также для оруденения, определяющего металлогеническую специализацию Донбасса в альпийское время.

Приведенные данные, а также результаты моделирования структуры на эквивалентных материалах хорошо согласуются с представлениями о проявлении механизма правостороннего сдвигания вдоль продольных к Донецкому простиранию глубинных разломов, определившего сосредоточенную вдоль продольных и диагональных дислокаций проницаемость земной коры.

Современные тектонофизические процессы, выявляемые при картировании покровных рыхлых отложений Донбасса эманационными, газометрическими и радиоволновыми методами, характеризуют следующие особенности.

1. Синергетические свойства, проявляющиеся в образовании в горном массиве правильных решеток геодинамически активных зон, ограничивающих блоки массива с однородным напряженным состоянием.

2. Волновой характер поля напряжений, проявляющийся как в формировании мигрирующих геодинамических зон со скоростями 0,1–40 км/сут, так и выдержанным спектром колебаний волн стационарного типа.

3. Ориентировка геодинамических решеток с индивидуальностью пространственных и временных характеристик каждой из геодинамических зон по спектру и амплитудам.

4. Отчетливая реакция напряженного состояния массива на приливные, ротационные, нутационные и прессионные факторы.

5. Отмечены деформации имманентной геодинамической решетки, ее разрывы, искривления и возникновение наложенных аномалий в районах выходов тектонических разрывов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В.В. Основы геотектоники. М.: Недра, 1975. 262 с.
2. Вихерт А.В. О складчатой структуре, возникающей при разуплотнении слоистых толщ // Геотектоника. 1980. № 3. С. 27–34.
3. Гавриш В.К. Глубинные структуры и методики их изучения. Киев: Наук. думка, 1969. 269 с.
4. Геология месторождений угля и горючих сланцев СССР. М.: Госгеолтехиздат, 1963. Т. 1. 1210 с.
5. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука, 1975. 536 с.
6. Гончаров М.А. Инверсия плотности в земной коре и складкообразование. М.: Недра, 1979. 246с.
7. Гуценко О.И. Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С. 7–25.
8. Корчемагин В.А., Панов Б.С., Купенко В.И. и др. О генезисе, гидротермальной минерализации по данным изотопной геохимии // Геохимия. 1980. № 3. С. 408–415.
9. Корчемагин В.А., Емец В.С. К методике реконструкции и разделения наложенных полей напряжений // Докл. АН СССР. 1982. Т. 263, № 1. С. 163–168.
10. Лопатина И.П., Рябой В.В. Скоростные и плотностные неоднородности верхней мантии территории СССР // Там же. 1972. Т. 207, № 2. С. 337–340.
11. Мячкин В.И., Осокина Д.Н., Цветкова Н.Ю. Тектонофизический анализ полей напряжений и проблемы физики очага землетрясений // Модели изменения напряженно-деформированного состояния массивов пород в приложении к прогнозу землетрясений. Апатиты: Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 3–24.
12. Осокина Д.Н. Вопросы изучения иерархической структуры тектонического поля напряжений, критериев выделения полей различных уровней и взаимосвязи между ними на основе моделирования и теоретических расчетов // Экспериментальная тектоника в решении задач теоретической и практической геологии. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 11–12.
13. Панов Б.С., Бутурлинов Н.В., Корчемагин В.А. и др. Петрологические особенности магматических пород Донбасса и Восточного Приазовья по изотопно-кислородным данным // Вопросы прикладной геохимии и геофизики. Киев: Изд-во Киев, ун-та, 1980. С. 61–68.
14. Соллогуб В.Б., Бороулин М.И., Чекунов А.В. Глубинная структура Донбасса и сопредельных регионов // Геол. журн. 1977. Т. 37, № 2. С. 23–31.

ВЫЯВЛЕНИЕ ПАРАГЕНЕТИЧЕСКИХ СЕМЕЙСТВ ТЕКТОНИЧЕСКИХ ДИЗЪЮНКТИВОВ КАК МЕТОД ПАЛЕОГЕОМЕХАНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ

А.М. Расцветаев

Парагенетический анализ тектонических структур (подобно парагенетическому анализу минеральных ассоциаций в генетической минералогии или ассоциаций горных пород в формационном анализе) заключается в установлении закономерностей совместного нахождения различных структурных форм разного типа и ориентировки, имеющих устойчивые пространственно-временные соотношения друг с другом и связанных предполагаемой общностью условий формирования. Можно назвать следующие основные стадии парагенетического структурного анализа: 1) выявление повторяющихся закономерных сочетаний структурных форм разной морфологии и ориентировки (“парагенетических семейств”); 2) геолого-кинематический анализ каждого структурного элемента в отдельности; 3) изучение конкретных структурных рисунков, т.е. закономерностей пространственных соотношений структурных форм различной морфологии; 4) геомеханическая интерпретация выявленных парагенетических ассоциаций структур, которая заключается в установлении направления, соотношения и характера приложения тектонических сил (тектодинамика), направления и амплитуды тектонических перемещений внутри этого объема (кинематика), а также эффективных реологических свойств деформируемой среды (палеореология).

Парагенетический анализ может быть применен к дизъюнктивным структурам различного типа и масштаба. Метод структурных рисунков хорошо разработан и с успехом применяется для дизъюнктивов локального и регионального рангов, кинематика и ориентировка которых могут быть изучены обычными геологическими методами [1, 2, и др.]. Теперь этот метод распространен и на “малые” структурные формы (трещины и мелкие разрывы), которые могут быть изучены при непосредственном обследовании полевых обнажений [3, 4].

Парагенетическое исследование дизъюнктивов разного порядка величины дает представление о геомеханической обстановке тектонической деформации различного масштаба. Для этого при документации дизъюнктивных нарушений необходимо фиксировать следующие показатели: величину, ориентировку и морфокинематический тип каждого отдельного нарушения; морфологию и ориентировку любых следов смещения в зоне нарушения; состав, структуру и мощность минерального заполнителя зоны нарушения; состав и возраст вмещающих пород; соотношение нарушения со структурой и текстурой вмещающих толщ; предполагаемый возраст нарушения; соотношение данного нарушения с другими структурными формами, и в частности с соседними нарушениями. Обработка этих данных производится на основе общепринятых методов структурного анализа, но со специальной системой изображения и группировки материала, направленной на выявление закономерных связей между ориентировкой нарушений и векторов смещения по ним [4].

На основании сопоставления природных, экспериментальных и теоретических моделей структур разрушения были установлены некоторые общие геомеханические модели дизъюнктивной деформации элементарных геомеханических объемов, отвечающие различным типам напряженно-деформированного состояния, реологического поведения и внешнего нагружения этих объемов. Каждая из таких геомеханических моделей характеризуется определенным дизъюнктивным структурным рисунком, т.е. закономерностью взаимного размещения структур разрушения разного типа.

Некоторые общие геомеханические модели дизъюнктивной деформации и соответствующие им структурные рисунки показаны на рис. 1; они подробно охарактеризова-

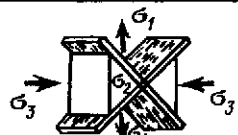
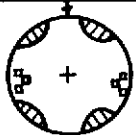
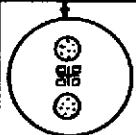
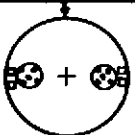
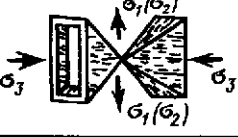
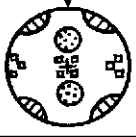

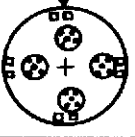
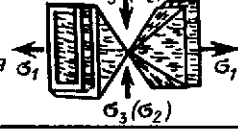
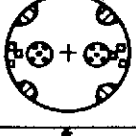
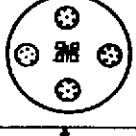
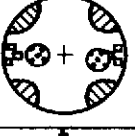
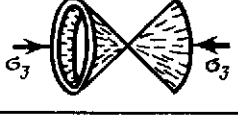
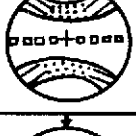
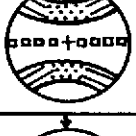
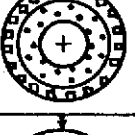
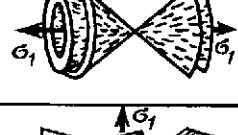
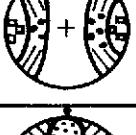
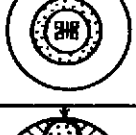
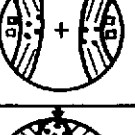

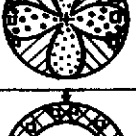
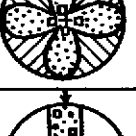
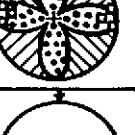
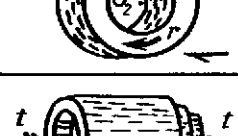
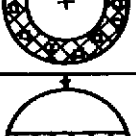
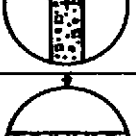
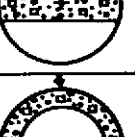

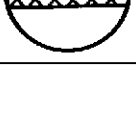
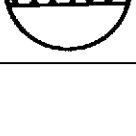
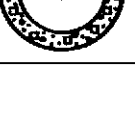
Преобладающий вид разрушения	Геометрическая модель разрушения	Геологический тип поля напряжений		
		Сдвиговый	Надвиговый	Сбросовый
Ск а л ы б а н ы	1. Парные сколы 			
	2. Пирамида сжатия 			
	3. Пирамида растяжения 			
	4. Конус сжатия 			
	5. Конус растяжения 			
	6. Произвольные сколы 			
	7. Пояс вращения 			
Смалъжение (среза)	8. Пояс течения 			

Рис. 1. Стереографические структурные рисунки типовых парагенетических семейств дизъюнктивных нарушений (идеализированная схема)

Области локализации полюсов тектонических нарушений: 1 – правосдвиговых; 2 – левосдвиговых; 3 – взбросо-надвиговых; 4 – сбросовых; 5 – раздвиговых; σ_1 , σ_2 , σ_3 – оси главных нормальных напряжений: максимального растяжения (σ_1), промежуточного (σ_2) и максимального (σ_3) сжатия; t , r – направление тектонического транспорта при течении (t) и вращении (r)

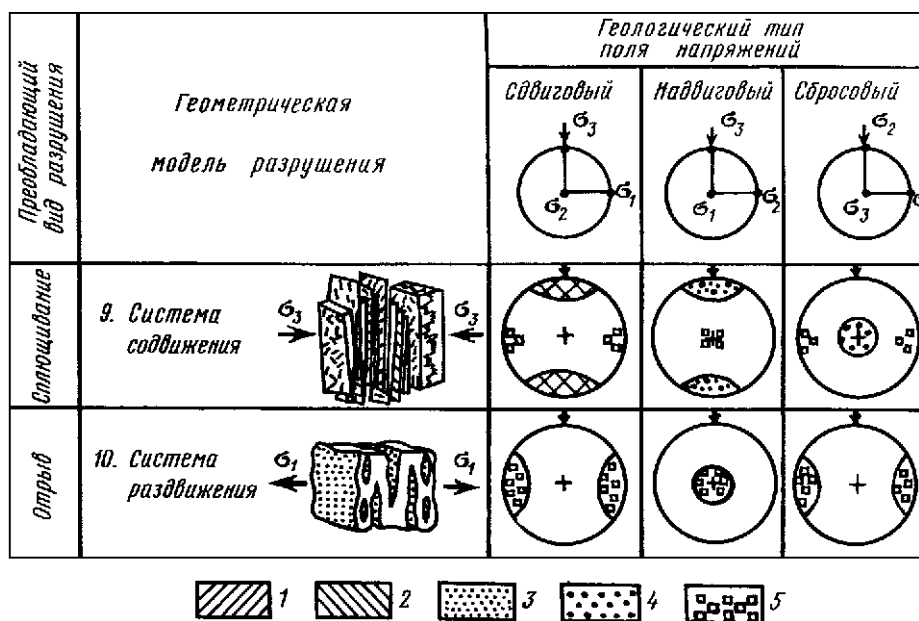


Рис. 1 (окончание)

ны в других работах автора статьи [3, 4]; здесь мы приведем лишь краткую их характеристику. **Парные сколы** – две сопряженные системы структур скальвания, тяготеющие к плоскостям максимальных касательных напряжений при общем сжатии или растяжении массива в условиях трехосного напряженного состояния. Обычно это сопряженные системы надвигов, или сдвигов, или сбросов при вертикальном положении осей эллипсоида напряжений σ_1 , σ_2 или σ_3 соответственно. В условиях своеобразного трехосного напряженного состояния, когда одна из главных тектодинамических осей (σ_1 в случае активного сжатия или σ_3 в случае активного растяжения) близка по величине средней оси напряжений σ_2 и попеременно с ней занимает одно из двух твердо закрепленных в пространстве направлений, возникает так называемая **пирамида скальвания** – четыре системы сколов, представляющие собой две взаимно перпендикулярные сколовые пары. К этому типу структурного рисунка относятся широко распространенные в альпинотипных складчатых областях диагональные сочетания надвигов со сдвигами (**пирамида сжатия**) или развитые в рифтовых областях сочетания сдвигов со сбросами (**пирамида растяжения**).

В случае двухосно-анизотропного напряженного состояния возникает множество дизъюнктивных сколовых систем, ориентированных под углом скальвания к активной действующей силе. Это **конус скальвания**, широко известный из тектонофизических экспериментов. При вращении системы напряжений вокруг оси σ_2 возникает так называемый **пояс вращения**; в этом структурном рисунке все дизъюнктивы параллельны оси пояса, а все линии смещения перпендикулярны этой оси. При деформации твердо-вязкого течения возникают иногда **пояса течения** (такие множества параллельных оси пояса нарушений, все линии скольжения которых параллельны этой оси). Наконец, под действием активного сжатия или растяжения могут формироваться **системы сдвигания** (кливаж, стилолиты, структуры сплющивания) или раздвижения (отрывы, жилы, раздвиги). Наличие структур сплющивания свидетельствует о способности среды к деформации упругопластического типа, а скольжения и течения – к деформации упруговязкого типа. Отрывы и сколы формируются при хрупкой деформации. Структуры скальвания, скольжения и сплющивания могут сочетаться внутри единых деформируемых объемов.

Сопоставление конкретных структурных рисунков, выявленных при полевых исследованиях дизъюнктивных ассоциаций, с типовыми структурными рисунками общих геомеханических моделей позволяет в ряде случаев определить: 1) тип напряженно-деформированного состояния и вид внешнего нагружения массива; 2) ориентировку основных тектодинамических или кинематических осей; 3) тип реологического поведения деформируемого объема; 4) предполагаемый геолого-кинematический тип тех членов парагенетической ассоциации, относительно которых не имелось определенных структурно-геологических данных. Последнее обстоятельство позволяет рассматривать парагенетический анализ в качестве одного из важных методов диагностики геолого-кинematического типа конкретных дизъюнктивов.

Если эти структурные рисунки проявляются в квазиизотропной среде, они характеризуются правильным геометрическим расположением и полным развитием всех членов дизъюнктивного семейства; такая деформация называется нами **директивной**, так как ориентировка образующихся нарушений целиком диктуется здесь ориентировкой касательных или нормальных напряжений. В резко неоднородной среде дизъюнктивные нарушения, как правило, развиваются вдоль ослабленных зон, уже существующих к началу деформации, и геометрическая правильность ориентировки формирующихся дизъюнктивов обычно не выдерживается; однако и здесь соблюдается строгая зависимость между ориентировкой нарушения и его геолого-кинematическим типом. Такая деформация именуется нами **адаптивной**, поскольку ее дизъюнктивный каркас приспособляется к уже существующей структурной неоднородности деформируемого объема. Геолого-кинematические особенности дизъюнктивной дислокации такого рода специально рассмотрены в работах А.В. Лукьянова [2] и О.И. Гуценко [5] (см. также статью Д.Н. Осокиной в наст.сб.; (с. 120–135)). На рис. 1 (**произвольные сколы**) приводятся стереографические узоры, возникающие при адаптивной дислокации трещиноватых пород; фигуры эти основываются на проведенном О.И. Гуценко анализе распределения сдвиговых смещений на площадках произвольной ориентации.

По морфологии зоны разрушения, а также по соотношению с другими дизъюнктивными и складчатыми структурами могут быть выделены четыре основные геомеханические разновидности дизъюнктивных структур. Отрывы, или зоны раздвижения, характеризуют дизъюнктивную деформацию хрупкого разрыва в условиях растяжения (активного или относительного). Сколы (диагональные зоны скольжения) характеризуют дизъюнктивную деформацию упруго-хрупкого скалывания в условиях сжатия или растяжения. Срезы (продольные зоны скольжения) отвечают деформации вязкопластического скольжения в условиях действия вращательной деформации или пары сил (механическая деформация простого сдвига). Содвиги или зоны сплющивания соответствуют упруго-пластической деформации в условиях сжатия; часто они бывают выражены также зонами скольжения, но ориентированными не диагонально или вдоль, а поперек к действующей силе (в так называемой плоскости сплющивания). Геомеха-

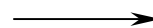
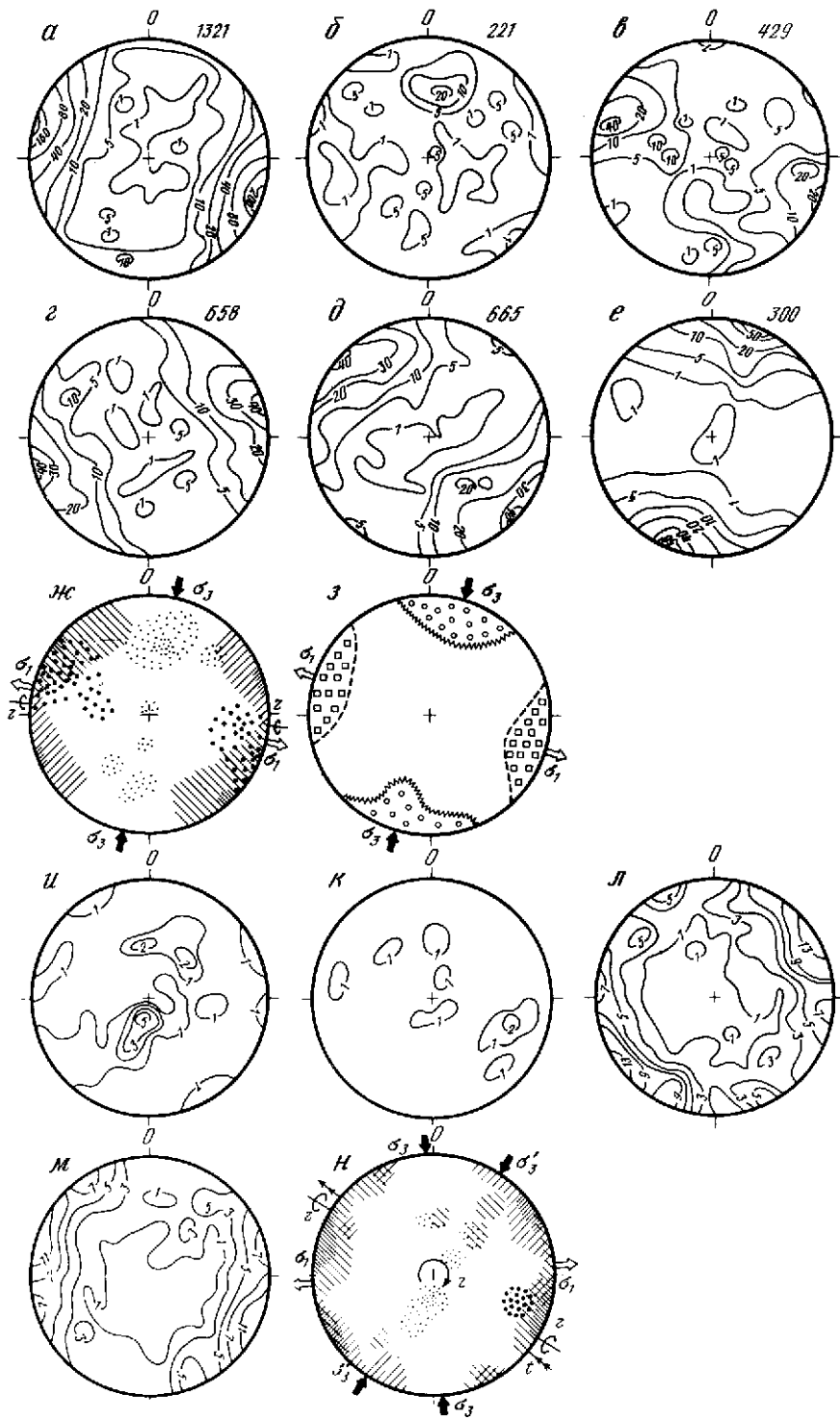


Рис. 2. Примеры некоторых стереографических структурных рисунков, выявленных при статистическом кинематическом изучении малых дизъюнктивов в разных участках альпийской зоны юга СССР:

a-z – стереограммы плотностей полюсов трещин разного геолого-кинematического типа, замеренных в верхнемеловых отложениях восточной части Лабино-Малкинской моноклинали (Северный Кавказ): *a* – отрывы и жилы; *b* – взбросы и надвиги; *a* – сбросы; *z* – правые сдвиги; *d* – левые сдвиги; *e* – секущие стилолиты; *ж-з* – синоптические диаграммы распределения максимумов полюсов трещин разного геолого-кинematического типа: *ж* – зеркала скольжения (штриховки и точки см. на рис. 1); *з* – отрывы (квадраты) и секущие стилолиты (кружки). Цифры над диаграммами – количество замеров; стрелки на синоптической диаграмме – главные тектодинамические и кинематические оси: сжатия (σ_3), растяжения (σ_1), вращения (r) и течения (t); *u-n* – аналогичные стереограммы для зоны Главного Копетдагского разрыва (Южная Туркмения): *u* – взбросы и надвиги; *к* – сбросы; *л* – правые сдвиги; *м* – левые сдвиги; *н* – синоптическая стереограмма, изображающая взаимоотношение и расположение основных пространственно-кинематических систем в зоне разрыва и ориентировку основных кинематических (t , r) и тектодинамических (σ_1 , σ_3) осей при формировании всего комплекса трещин со смещениями



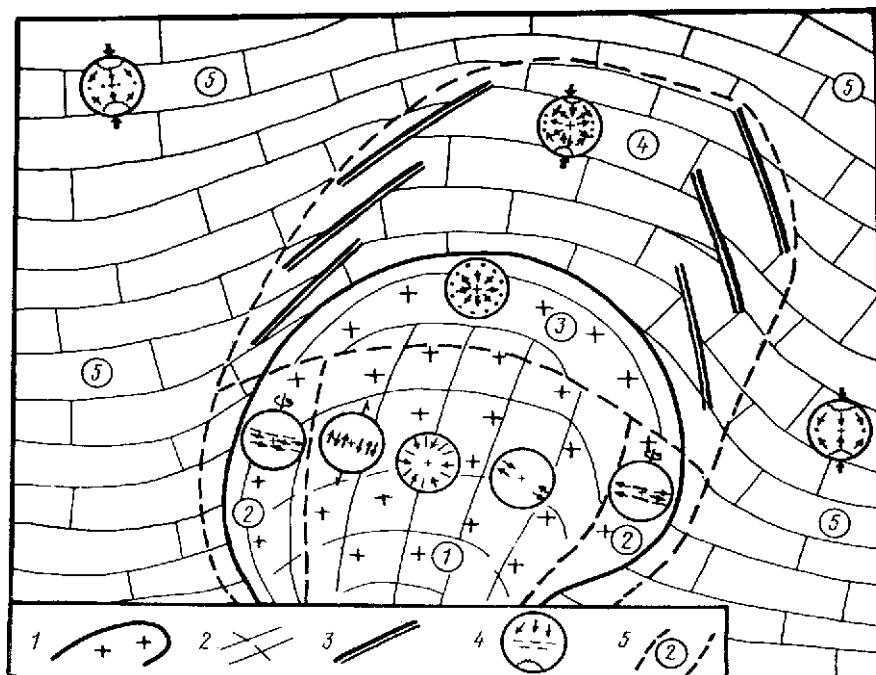


Рис. 3. Вертикальная и латеральная тектодинамическая зональность инъективно-складчатых структур, связанных с внедрением магматических диапиров в осадочный чехол (на примере изучения малых интрузий Минераловодского района (Северный Кавказ))

1 – магматические породы; 2 – слоистость осадочных пород, элементы полосчатости и первичной трещиноватости в магматических породах; 3 – разрывы, 4 – стереографические диаграммы, отражающие типовое распределение мини-дизъюнктивов различного типа в разных тектодинамических зонах (локализация полюсов дизъюнктивного разного типа показана знаками: точки – отрывы; зубчатая линия – стилолиты и структуры сплющивания, штрихи – сколы, в зависимости от направления стрелок (стрелки направлены вдоль радиусов к центру – надвиги, от центра – сбросы; вдоль окружности по часовой стрелке – правые сдвиги, против часовой стрелки – левые сдвиги); 5 – тектодинамические зоны. Цифры в кружках: 1 – зона тектонического течения (внутренняя часть массива); 2 – зоны вращения (краевые части массива); 3, 4 – зоны скалывания (3 – апикальная часть массива, внутренняя зона скалывания; 4 – сводовая часть структуры, внешняя зона скалывания); 5 – зона регионального поля напряжений (вне динамического влияния инъективной структуры)

ническая типизация дизъюнктивов связана с выбором модели нагружения и реологической модели деформации, поэтому она зависит от масштаба исследования и от того, в какой структурной совокупности рассматривается данная дизъюнктивная система.

Соответственно основным геомеханическим типам деформации дизъюнктивных структур выделяются и различные типы геомеханических семейств тектонических нарушений: семейства структур хрупкого разрушения, вязко-пластического течения и упруго-пластического сплющивания. Первые преобладают в верхней, наиболее хрупкой части литосферы и характеризуют дизъюнктивный процесс на ранней (рифтогенез) и поздней (орогенез) стадиях геосинклинального цикла. Вторые наиболее характерны для средних его стадий (эпейрофорез), когда формируются ранние покровы, поперечные сдвиги и некоторые виды трансформных зон. Третьи характеризуют все три стадии структурной эволюции литосферы, но наиболее характерны для второй и в особенности третьей стадий (зоны осевого кливажа, рубцовые зоны, зоны смятия, продольные сдвиги и взрезы, некоторые виды трансформных зон). Вязкие и пластические деформации широко развиты в глубинных зонах литосферы, где они протекают практически непрерывно и обеспечивают структурную независимость верхних геосфер по отношению к нижним.

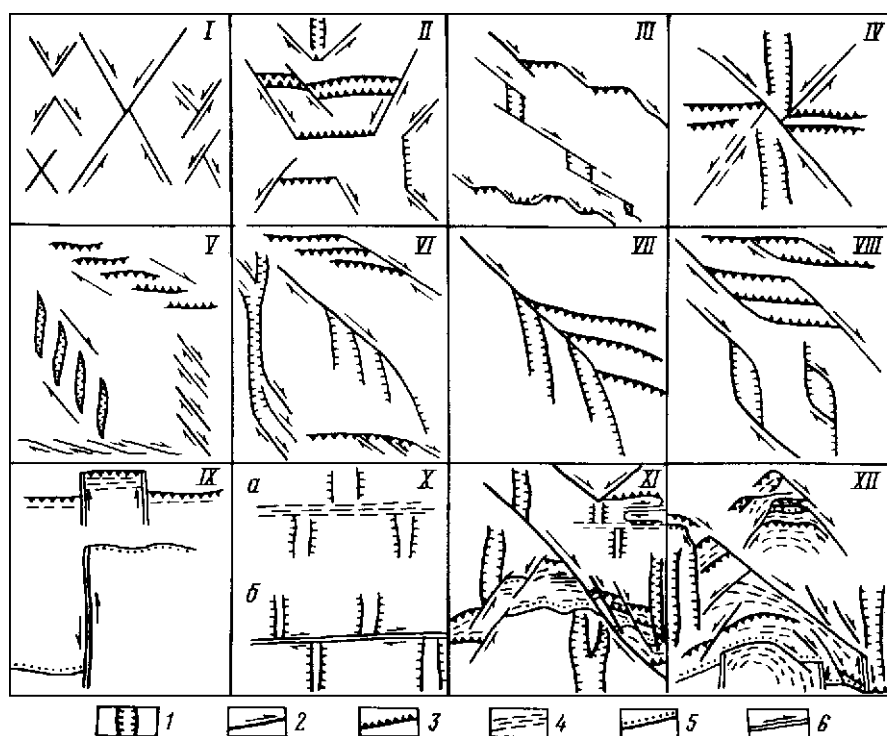


Рис. 4. Картографические структурные рисунки некоторых типовых парагенезов тектонических нарушений

I-IV – сопряженные сколы и отрывы: X-образный (*I*), трапецевидный (*II*), ступенчатый (*III*), Ж-образный (*IV*); *V-VIII* – типовые сочетания зон сжатия, сдвига и растяжения (по А.В. Лукьянову): *V* – “эшелон”, *VI* – “конский хвост”, *VII* – “елочка”, *VIII* – “миндалевидная виргация”; *IX-XII* – некоторые более сложные сочетания систем тектонических нарушений: *IX* – сочетание зон скольжения (сдвиги, покровы) с зонами сплющивания и скальвания в структурах покровно-надвигового типа; *X* – сочетание зон раздвижения с зонами сплющивания (*a*) и скольжения (*b*) в структурах трансформного типа; *XI* – сочетание зон скальвания, скольжения и сплющивания в складчатых областях альпийского типа; *XII* – то же, с участием вторичных структур (λ -образные рисунки). Условные обозначения: 1 – зоны раздвижения (нормальные сбросы, раздвиги, отрывы, системы жил); 2 – зоны скальвания сдвигового типа (горизонтальные сдвиги, зоны сдвиговых деформаций; стрелки указывают направление относительного перемещения крыльев); 3 – зоны скальвания надвигового типа (взбросы, надвиги, зоны взбросо-надвиговых деформаций); 4 – зоны сплющивания (кливаж, стилолиты, зоны смятия, системы складок продольного изгиба и расплющивания); 5 – зоны скольжения покровного типа (точки по краю аллохтона); 6 – зоны скольжения сдвигового типа (стрелка указывает направление относительного перемещения крыльев)

Выявление дизъюнктивных структурных рисунков является важнейшим звеном палеогеомеханического анализа в самых различных масштабах исследований. При этом структурно-геологический анализ дизъюнктивной деформации каждого масштабного ранга имеет свои отличительные особенности. Парагенетическое исследование малых дизъюнктивов позволяет выделять различные кинематические и динамические семейства разрывно-трещинных структур (рис. 1–3) и делать предположения об их геомеханической природе; последнее особенно существенно для изучения тектонических полей напряжений и при выявлении механизма формирования более крупных структурных форм, для которых отдельные трещины не являются макроскопическими структурами. Так, приведенная на рис. 2 (*a-з*) серия частных кинематических стереограмм, составленных на основании большого количества замеров трещин разного типа в пределах Лабино-Малкинской моноклинали (Северный Кавказ), однозначно свидетельствует о значительной горизонтальной анизотропии поля напряжений во время формирования

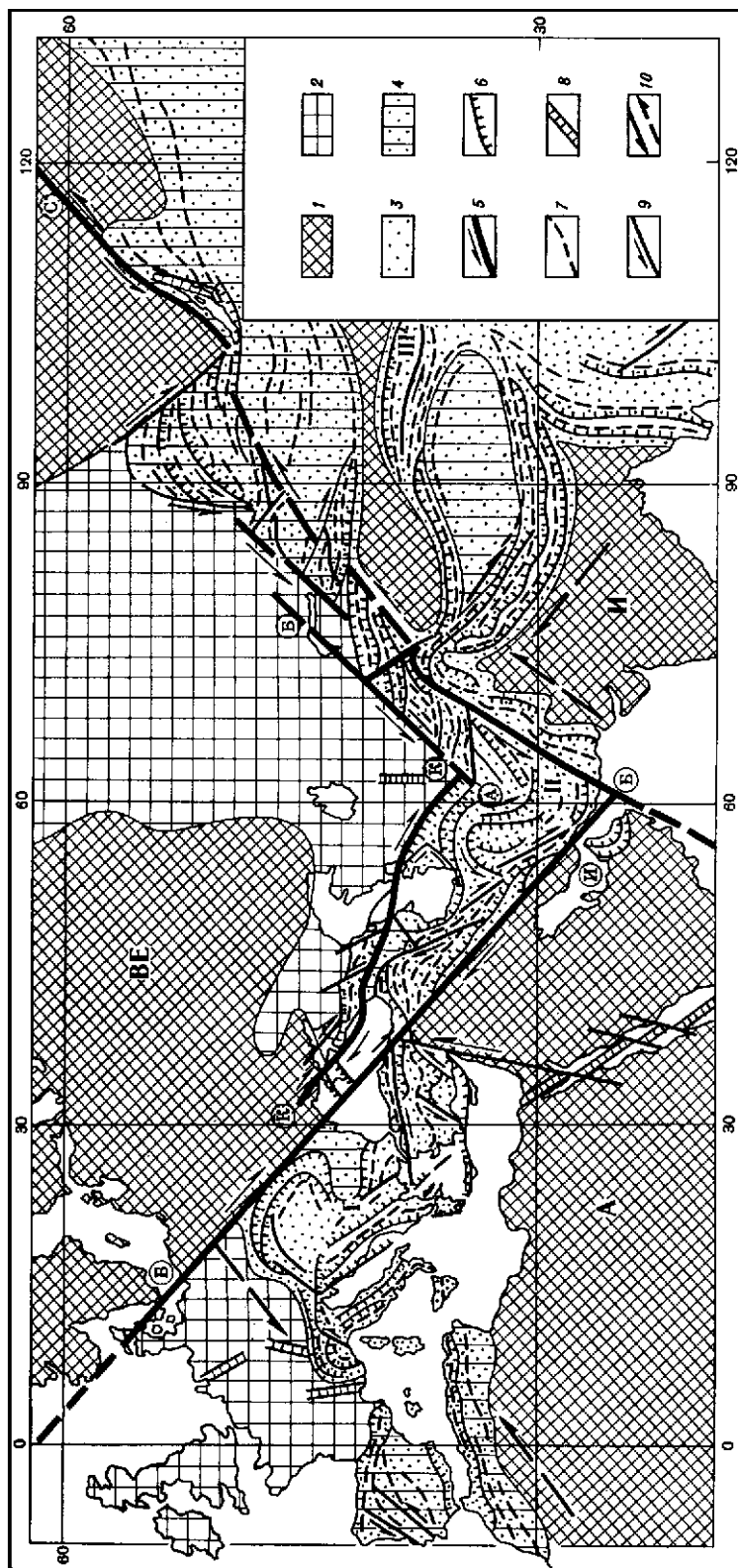


Рис. 5. Соотношение структур сдвига и сжатия в Крымско-Кавказско-Копетдагской шовной системе

1 – древние платформы (А – Африкано-Аравийская, ВЕ – Восточно-Европейская, И – Индийская, С – Сибирская); 2 – молодые платформы, 3, 4 – области активного проявления позднеальпийских орогенных деформаций эпигеосинклинального (3) или эпиплатформенного (4) типов (I, II, III – западное, центральное и восточное звенья Альпийского орогенного пояса Евразии); 5 – крупнейшие зоны разломов Юго-Западной Евразии, пересекающие Альпийский пояс и смежные структуры. Трансконтинентальные сдвиговые зоны (“великие диагонали” Евразии): Б-И – Балтийско-Иранская, Б-С – Белуджистан-Сибирская, межрегиональные сдвиговые зоны, обрамляющие Русский контрфорс Лавразии: К-К – Крымско-Копетдагская, А-Б – Афгано-Балхашская (стрелки вдоль зон указывают на характер сдвигового перемещения крыльев); 6, 7 – позднеальпийские зоны сжатия внутри орогенного пояса; 6 – региональные взбросо-надвиговые зоны, 7 – прочие зоны сжатия; 8 – зоны растяжения новейшего времени (грабены, сбросовые зоны, системы раздвигов); 9 – крупнейшие сдвиги и зоны сдвиговых деформаций новейшего времени, пересекающие орогенные структуры Альпийского пояса или смежных плит; 10 – предполагаемое направление относительного горизонтального перемещения крупных литосферных блоков вдоль границы с Альпийским поясом

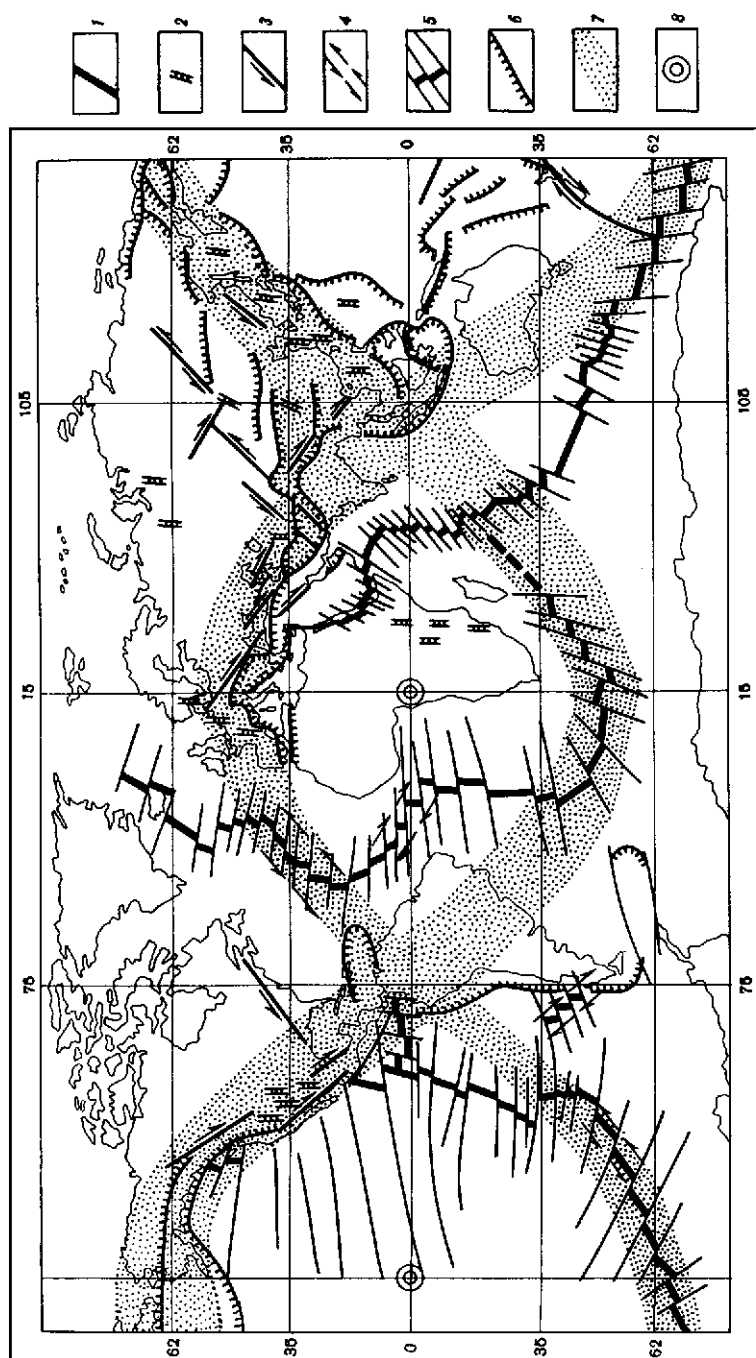


Рис. 6. Позднеальпийские глобальные дизъюнктивные системы разного геолого-кинематического типа на поверхности геоида

1, 2 – зона растяжения; 1 – крупнейшие раздвиговые зоны на континентах; 2 – осевые структуры средно-океанических хребтов; 3–5 – зоны сдвига; 3 – крупнейшие сдвиговые швы, 4 – глобальные зоны сдвиговых деформаций, 5 – главные трансформные разломы; 6 – зоны сжатия; 7 – зоны глобальных сколов на поверхности геоида; 8 – выход оси максимального растяжения

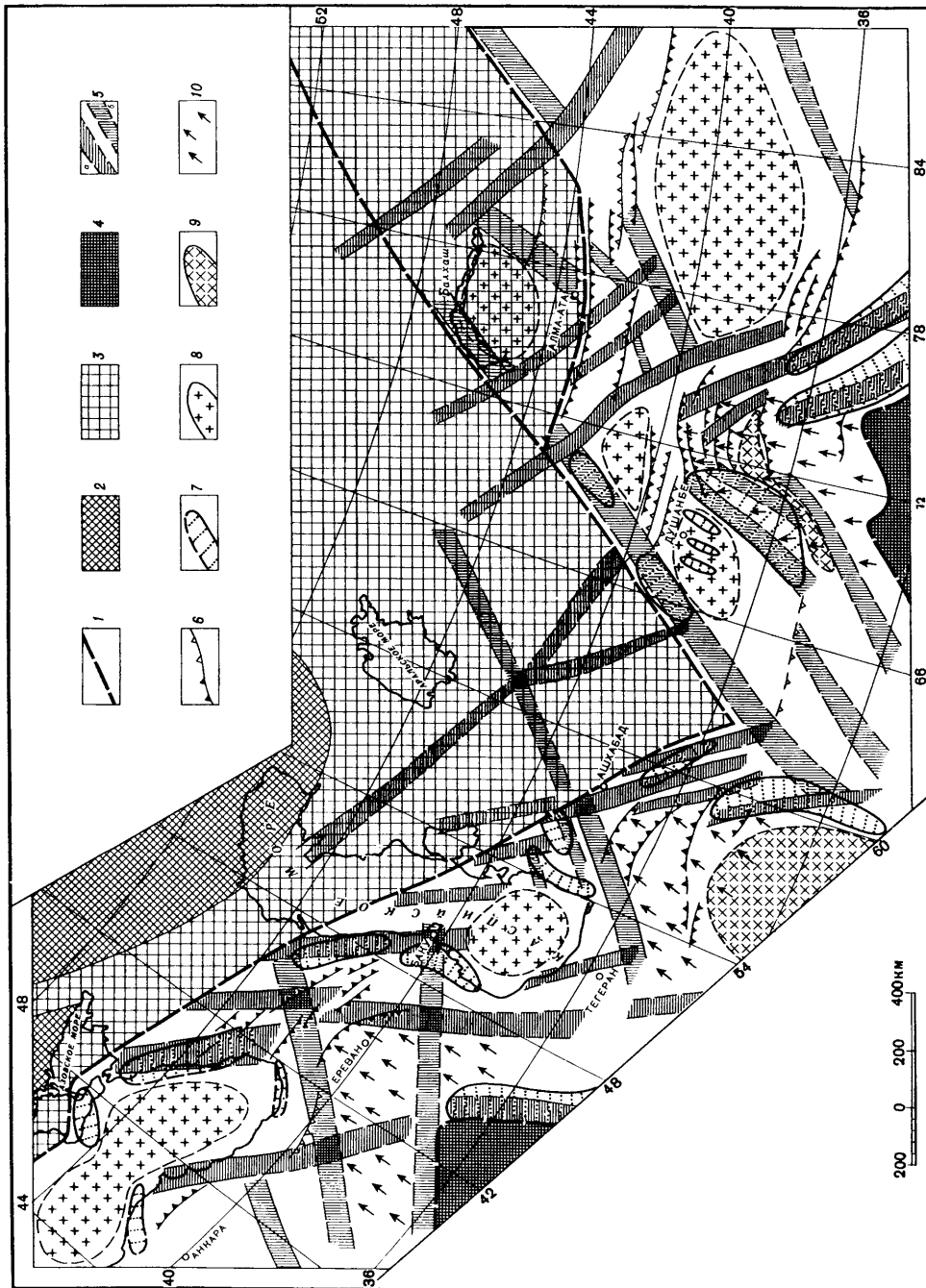


Рис. 7.

Рис. 7. Размещение основных структурных, тектодинамических и кинематических неоднородностей в центральной части Альпийского орогенного пояса и смежных областях Юго-Западной Евразии

1 – граница Альпийского орогенного пояса и смежных неотектонических платформ; 2, 3 – неотектонические платформы лавразийского ряда (2 – на допалеозойском основании, 3 – то же, на палеозойском); 4 – неотектонические плиты гондванского ряда (на допалеозойском основании); 5 – основные межрегиональные зоны концентрации правосдвиговых (а) и левосдвиговых (б) деформаций изднеальпийского возраста; 6 – взбросонадвиговые зоны; 7 – зоны устойчивых отклонений в ориентировке вектора максимального сжатия (тектодинамические аномалии); 8, 9 – области аномального строения земной коры для орогенного времени (8 – погруженные, 9 – приподнятые); 10 – области аномально высоких скоростей тектонического течения горных масс

этой структуры. Из этих диаграмм следует, что несмотря на чрезвычайно слабую дислоцированность и явно субплатформенный облик этой моноклинали, ее следует относить к разряду структур продольного изгиба, сформировавшихся в условиях субмеридионального тангенциального сжатия. На рис. 2 (и-н) приводится серия частных кинематических стереограмм, иллюстрирующая дизъюнктивную деформацию в зоне Главного Копетдагского разрыва (Южная Туркмения), а на рис. 3 – серия типовых структурных стереограмм трещиноватости, возникающей при внедрении магматических диапиров в осадочную толщу.

Среднемасштабные геологические разрывы и зоны деформации изучаются общегеологическими методами и составляют существенную часть региональной структурной геологии (рис. 4–7). Наконец, глобальные дизъюнктивы (зоны концентрации деформаций, зоны диастрофизма и зоны глубинных разломов, разделяющие литосферные плиты и геоблоки) также образуют парагенетические дизъюнктивные семейства глобального ранга, связанные с субмеридиональным сжатием и с субширотным дрейфом тектоносферы и ее частей. Расположение глобальных дизъюнктивов и характер альпийских и современных смещений по ним (рис. 6) закономерно вписываются в трехосно-эллипсоидальную фигуру геоида и явно связаны с ротационным режимом Земли и некоторыми другими явлениями планетарного характера. Земной эллипсоид можно уподобить эллипсоиду деформации с осью сжатия вдоль полярной оси, а осью растяжения – вдоль большой экваториальной оси геоида [6, 7]. При этом деформации вдоль глобальных сколовых зон в низких широтах носят преимущественно сдвиговый характер, а в средних широтах – преимущественно взбросо-надвиговый (северное полушарие) или сбросо-раздвиговый (южное полушарие) характер (см. рис. 6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов А.В. Горизонтальные движения по разломам, происходящие при современных катастрофических землетрясениях // Разломы и горизонтальные движения земной коры. М.: Изд-во АН СССР, 1963. С. 34–112. (Тр. ГИН АН СССР; Вып. 80).
2. Лукьянов А.В. Структурные проявления горизонтальных движений земной коры // Тр. ГИН АН СССР. 1965. Вып. 136. С. 232.
3. Расцветаев Л.М. Структурные рисунки трещиноватости и их геомеханическая интерпретация // Докл. АН СССР. 1982. Т. 267, № 4. С. 904–909.
4. Расцветаев Л.М. Парагенетический метод структурного анализа дизъюнктивных тектонических нарушений // Проблемы структурной геологии и физики тектонических процессов. М.: ГИН АН СССР, 1987. С. 173–235.
5. Гуценко О.И. Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связи с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней (на примере Западного Дарваза и сейсмоактивных областей Южной Азии): Автореферат дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1981. 21 с.
6. Проблемы глобальной корреляции геологических явлений. М.: Наука, 1980. 212 с.
7. Николаев П.Н. Поля напряжений и механизм формирования новейших тектонических структур: Автореф. дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. М.: МГУ, 1984. 34 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
--------------------------	---

I. Изучение механизмов деформирования осадочного чехла и развитие основ тектонофизической интерпретации современных движений поверхности коры (по теоретическим и экспериментальным исследованиям)

<i>Григорьев А.С., Волович И.М., Михайлова А.В., Ребецкий Ю.Л., Шахмурадова З.Е.</i> Исследование напряженного состояния, кинематики и развития нарушений сплошности осадочного чехла над активными разломами фундамента (при сочетании математического и физического моделирования в условиях плоской деформации).....	5
<i>Григорьев А.С., Ребецкий Ю.Л., Волович И.М.</i> Напряженное состояние и кинематика слоя, обусловленные движениями блоков его основания (в связи с интерпретацией современных движений)	31
<i>Ребецкий Ю.Л.</i> Напряженное состояние слоя при продольном горизонтальном сдвиге блоков его фундамента	41
<i>Волович И.М.</i> О напряженном состоянии и скоростях смещения слоистого осадочного чехла, деформируемого при движениях блоков фундамента	57

II. Изучение полей напряжений и их связей с разломами (по теоретическим и натурным тектонофизическим исследованиям)

<i>Осокина Д.Н., Фридман В.Н.</i> Исследование закономерностей строения поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва с трением между берегами	74
<i>Осокина Д.Н.</i> Взаимосвязь смещение по разрывам с тектоническими полями напряжений и некоторые вопросы разрушения горного массива.....	120
<i>Осокина Д.Н.</i> Об иерархических свойствах тектонического поля напряжений.....	136
<i>Сим Л.А.</i> Некоторые особенности полей напряжений в зонах разломов (по геологическим и сейсмологическим данным).....	151
<i>Сим Л.А., Васильев Н.Ю., Корчемагин В.А., Емец В.С.</i> Поля напряжений и формирование структур рудных полей	159
<i>Корчемагин В.А., Рябоштан Ю.С.</i> Тектоника и поля напряжений Донбасса.....	164
<i>Расцветаев Л.М.</i> Выявление парагенетических семейств тектонических дизъюнктивов как метод палеогеомеханического анализа полей напряжений и деформаций земной коры.....	171

УДК 551.24.035+551.242.1+551.24.02+551.1/.528 : 622.831

Исследование напряженного состояния, кинематики и развития нарушений сплошности осадочного чехла над активными разломами фундамента (при сочетании математического и физического моделирования в условиях плоской деформации). Григорьев А.С., Волович И.М., Михайлова А.В., Ребецкий Ю.Л., Шахмурадова З.Е. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

В статье продолжают и существенно развиваются научные исследования, представленные в более ранних публикациях. В рамках линейной теории плоской деформации рассмотрена задача определения в линейно-вязком слое напряжений и скоростей смещений, обусловленных движениями блоков его основания. На стадиях деформирования слоя за рамками описания процесса посредством линейных соотношений с помощью эксперимента на моделях продолжено изучение кинематики поверхности слоя и, главное, изучение картины развития деформации слоя, а также зарождения и развития в его толще нарушений сплошности.

Ил. 12, библиогр. 11 назв.

УДК 551.24.035+551.242.1+551.24.02+551.1/.528 : 622.831

Напряженное состояние и кинематика слоя, обусловленные движениями блоков его основания (в связи с интерпретацией современных движений). Григорьев А.С., Ребецкий Ю.Л., Волович И.М. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

Показано, что рассмотренная пространственная задача равновесия бесконечного линейно-вязкого слоя, расположенного на жестком основании, разделенном плоской узкой щелью произвольной ориентации на два полубесконечных блока (между слоем и основанием предполагается полное или частичное сцепление), распадается на задачи плоской и антиплоской деформации для бесконечной полосы; их решения при смешанных краевых условиях с помощью интегральных преобразований Фурье построены в аналитическом виде.

Ил. 4, библиогр. 2 назв.

УДК 551.24.035+551.342.1+551.24.02+551.1/.528 : 622.831

Напряженное состояние слоя при продольном горизонтальном сдвиге блоков его фундамента. Ребецкий Ю.Л. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

Получено решение задачи о равновесии однородного линейно-вязкого весомого слоя постоянной мощности, лежащего на двух полубесконечных жестких блоках фундамента при поступательном горизонтальном движении, последних относительно друг друга вдоль разделяющего их разлома. Решение отвечает небольшому по времени начальному этапу процесса медленного установившегося деформирования горного массива при сдвиге. Исследуется поле напряжений в слое, характер ориентации векторов главных напряжений и кинематика смещений поверхности.

Ил. 7, библиогр. 20 назв.

УДК 551.24.035+551.242.1+551.24.02+551.1/.528 : 622.831

О напряженном состоянии и скоростях смещения слоистого осадочного чехла, деформируемого при движениях блоков фундамента. Волович И.М. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука. 1987.

Исследуется напряженное состояние и кинематика слоистого массива, расположенного в условиях полного сцепления на жестком фундаменте, разбитом плоским разломом на блоки, относительное движение которых и обуславливает процесс деформирования. С применением интегрального преобразования Фурье построено решение, описывающее кратковременную стадию равновесного процесса в условиях плоской деформации. На основании расчетов, проведенных для массивов различной структуры обсуждаются особенности интерпретации данных о современных движениях земной поверхности в тех случаях, когда осадочный чехол содержит толщи слабвязких пород.

Ил. 8, библиогр. 6 назв.

УДК 551.24.035+551.24.02+551.243+622.831: 551.1/.528

Исследование закономерностей строения поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва с трением между берегами. Осокина Д.Н., Фридман В.Н. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

В связи с задачами тектонофизики, физики очага и интерпретации современных движений на основе решения плоской задачи теории упругости изучено строение поля напряжений в окрестностях сдвигового разрыва с трением. Исследованы картины изолиний всех напряжений и некоторых параметров локального поля и их зависимость от ориентации разрыва, коэффициента трения, типа исходного поля напряжений. Исследованы закономерности изменений внешнего поля, в том числе переориентации осей напряжений и изменений коэффициента Лодэ-Надаи вдоль разрыва и в его окрестностях.

Ил. 11, библиогр. 26 назв.

УДК 551.24.035+551.241+551.243+622.831: 551.1/528

Взаимосвязь смещений по разрывам с тектоническими полями напряжений и некоторые вопросы разрушения горного массива. Осокина Д.Н. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

Исследованы величины относительного смещения берегов и падения напряжений на разрыве для двумерного и трехмерного полей напряжений. Показано, что они существенно зависят от ориентации плоскости разрыва в исходном поле напряжений, типа этого поля и коэффициента трения. Полученные результаты показывают, что скальвание в массиве должно развиваться по плоскостям, на которых смещения берегов разрыва будут максимальными. Можно ожидать, что для разрывов с такой же ориентацией будут максимальными сейсмический момент и энергия землетрясений для быстрых движений или скорости смещений берегов разрыва для медленных.

Ил. 7, библиогр. 28 назв.

УДК 551.24.035+551.24.02+622.831 : 551.1/528

Об иерархических свойствах тектонического поля напряжений. Осокина Д.Н. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

Изучается иерархическая структура тектонического поля напряжений и ее основные особенности (на основе анализа полученных ранее результатов количественного изучения локальных полей напряжений в окрестностях разрывов). Предложен способ количественного разделения полей различных рангов в окрестностях точки и выделения границ между ними. Рассмотрены особенности связи между количественными характеристиками полей двух соседних рангов. Показано, что движения по разрывам различного размера могут "подчиняться" полям напряжений различных рангов.

Ил. 6, библиогр. 44 назв.

УДК 551.24.035: 622.831

Некоторые особенности полей напряжений в зонах разломов (по геологическим и сейсмологическим данным). Сим Л.А. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

На основе использования некоторых характеристик напряженного состояния, полученных в результате полевых исследований трещиноватости и анализа сейсмологических данных для ряда районов, выделены разломы, активизировавшиеся в новейший тектонический этап, и зоны с различным напряженным состоянием. Аналогичное исследование выполнено для Донбасса по литературным данным. Сопоставлены особенности выявленных полей напряжений с морфологией тектонических структур. Сделана попытка сравнения геологического возраста тектонических структур и времени возникновения тектонических полей напряжения.

Ил. 2, библиогр. 12 назв.

УДК 551.24.035 : 622.831

Поля напряжений и формирование структур рудных полей. Сим Л.А., Васильев Н.Ю., Корчевагин В.А., Емец В.С. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

На основании изучения полей напряжений на месторождениях горного хрусталя Приполярного Урала, Олотского месторождения талька, Никитовского месторождения ртути, Актювракского месторождения асбеста и Райзского месторождения хромита выявлены закономерности их залегания. Они приурочены к участкам древних разломов, активизированных в рудный и пострудный этапы развития. Наиболее перспективные участки месторождений – зоны со сменой на разломе главных нормальных напряжений, области с преобладающими растягивающими напряжениями и др.

Ил. 3, библиогр. 7 назв.

УДК 551.24(477.6) : 622.831

Тектоника и поля напряжений Донбасса. Корчевагин В.А., Рябоштан Ю.С. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

По данным комплексных геолого-структурных и тектонофизических исследований приведена характеристика развития структуры и тектонических полей напряжений Донбасса с позднего протерозоя до современного периода. Показано, что каждый эндогенный цикл развития Донбасса характеризуется индивидуальным полем напряжений.

Ил. 4, библиогр. 14 назв.

УДК 551.24+551.25 : 622.831

Выявление парагенетических семейств тектонических дизъюнктивов как метод палеогеомеханического анализа полей напряжений и деформаций земной коры. Расцветаев Л.М. // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987.

Рассмотрены общие положения парагенетического метода структурного анализа дизъюнктивов. Характеризуются некоторые типовые структурные рисунки, образуемые естественными и экспериментальными структурами разрушения при различных геомеханических условиях нагружения различных реологических сред. Приводятся примеры некоторых парагенетических сочетаний локальных, региональных и глобальных дизъюнктивных структур разного типа и предлагается их геомеханическая интерпретация.

Ил. 7, библиогр. 7 назв.