

РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
НЕФТИ И ГАЗА им. И.М. ГУБКИНА

---

КАФЕДРА РАЗВЕДОЧНОЙ ГЕОФИЗИКИ И КОМПЬЮТЕРНЫХ СИСТЕМ

БАКИРОВ В.А., УРУПОВ А.К

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

Москва 2000

## ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Введение . . . . .	3
Глава 1. Основные типы моделей анизотропных сред . . . . .	6
Глава 2. Решение прямой задачи кругового сейсмического профилирования для проходящих и отраженных волн для вертикально-слоистых анизотропных сред . . . . .	7
2.1. Общие допущения и предположения . . . . .	7
2.2. Годограф прямой волны . . . . .	9
2.3. Приближенные формулы для прямых волн . . . . .	14
2.4. Годографы прямых волн для сейсморазведки 3D . . . . .	21
2.5. Годограф отраженной волны . . . . .	23
2.6. Некоторые результаты математического моделирования и анализ систем наблюдений для изучения азимутальной сейсмической анизотропии. . . . .	26
Глава 3. Разделение многофакторных азимутальных индикатрис скоростей сейсмических волн на отдельные составляющие. . . . .	32
3.1. Постановка задачи. . . . .	32
3.2. Годограф прямой волны для нескольких систем трещин . . . . .	33
3.3. Решение обратной задачи по разделению индикатрис . . . . .	35
Глава 4. Трансформация площадных наблюдений сейсморазведки 3D в радиально круговые наблюдения . . . . .	52
Глава 5. О некоторых особенностях функций скоростей сейсмических волн в тонкослоистых анизотропных средах . . . . .	00
Заключение . . . . .	45
Список литературы . . . . .	56

## Введение

Интерпретация материалов нефтегазовой сейсморазведки с применением стандартных автоматизированных систем обработки проводится обычно на основе пространственной слоисто-изотропной модели среды. Но сопоставление результатов интерпретации с данными поискового и разведочного бурения часто обнаруживает наличие систематических расхождений в результатах структурных построений, достигающих иногда нескольких десятков, а то и сотен метров. Это означает очевидно, что слоисто-изотропная модель неадекватна реальной среде и, следовательно, требуется выбор или построение иной модели, учитывающей сейсмологические особенности изучаемого разреза и с помощью которой можно было бы объяснить упомянутые систематические расхождения. Но более эффективный подход состоит в том, что уже на этапе проектирования полевых работ, а тем более в процессе интерпретации полевых данных, необходимо использовать более общие интерпретационные модели по сравнению с идеализированной слоисто-изотропной моделью. Именно такая тенденция превалирует в современной трехмерной сейсморазведке, с внедрением которой в практику геологоразведочных работ создались благоприятные условия для решения весьма широкого круга фундаментальных и прикладных задач, возникающих при поисках, объемном изучении и эксплуатации месторождений углеводородов. К числу таких задач относится построение, анализ и применение при интерпретации сейсмических данных особого класса пространственных скоростных и поглощающих моделей среды, которые в самом широком смысле принято называть анизотропными моделями. Необходимо подчеркнуть, что указанной задаче в последнее время уделяется все большее внимание как в России, так и за ее рубежами, и объясняется это двумя основными причинами. Первая из них связана с тем почти очевидным фактом, что информация об анизотропии скоростей позволяет увеличить точность структурных построений ров-

но во столько раз, во сколько оценивается количественная оценка степени анизотропии: от единиц до нескольких десятков процентов. Вторая причина состоит в том, что обнаружение анизотропии скоростных и поглощающих свойств разреза и корректная интерпретация этого явления позволяет в благоприятных обстоятельствах решать как генетические задачи, связанные с объяснением природы так называемых носителей анизотропии (трещин, разломов, тонкой слоистости и др. объектов), так и чисто прикладные задачи, такие как, например, структурно-формационные, литофациальные или задачи по оптимальному заложению скважин. Как показывает анализ литературы, при всем многообразии моделей, используемых при изучении сейсмической анизотропии, в нефтегазовой сейсморазведке наибольший практический интерес вызывают модели сред, где анизотропия обусловлена либо субгоризонтальной слоистостью, либо субвертикальной трещиноватостью осадочных отложений, либо одновременным действием этих факторов. Именно такие модели являются основным объектом исследований, результаты которых излагаются в настоящем отчете.

## **Глава 1. Основные типы моделей анизотропных сред**

Реальная пространственная зависимость сейсмических волн от направления их распространения – или, кратко, сейсмическая анизотропия – это сложная функция множества геологических и физических факторов, определяющих состояние изучаемого геологического разреза.

.....

Далее см. учебник А.К. Урупова “Основы трехмерной сейсморазведки”, глава 3, стр. 70-97

.....

## **Глава 2. Решение прямой задачи кругового сейсмического профилирования для проходящих и отраженных волн для вертикально-слоистых анизотропных сред**

### **2.1. Общие допущения и предположения**

Круговые сейсмические наблюдения уже давно используются в практике сейсморазведочных работ для решения различных геологических задач. Одна из таких задач, которой в последнее время уделяется все большее внимание в виду ее практической значимости, состоит в изучении анизотропии осадочных пород, обусловленной вертикальной (субвертикальной) трещиноватостью среды. В работах как отечественных, так и зарубежных авторов при изучении этого типа анизотропии обычно предполагается, что размеры носителей анизотропии намного меньше по сравнению с длинами зондирующих сейсмических волн. Такое предположение часто оправдано и подтверждается как при физическом моделировании, так и при полевых наблюдениях. Вместе с тем вполне реальна и такая ситуация, когда поперечные размеры трещин или разломов в земной коре сопоставимы, а иногда намного больше длины используемых сейсмических волн. В этих условиях теория трансверсально-изотропных сред уже не подходит и требуется иной подход.

В данной главе рассматриваются простейшие математические модели распространения сейсмических волн в таких средах с целью изучения влияния различных параметров трещиноватости на сейсмическую анизотропию и их (моделей) последующего использования при количественной интерпретации результатов наблюдений прямых, отраженных и преломленных волн в различных модификациях кольцевого сейсмического профилирования (КСП). При этом предполагается, что азимутальная сейсмическая анизотропия среды обусловлена системой вертикальных или почти вертикальных и параллельных между собой пластов со средней мощностью  $d$  и с равномер-

ным распределением в пространстве. Предполагается также, что их пространственная плотность  $\sigma$  такова, что межпластовые расстояния не меньше мощности тонкого слоя. С другой стороны предполагается, что мощность отдельных пластов  $d$  больше длины зондирующей сейсмической волны. Последнее допущение позволяет использовать при решении прямой задачи законы геометрической сейсмологии и фактически является основным в последующих выкладках и рассуждениях. Иными словами, в данной главе нами рассматривается простейшая лучевая схема распространения волн в неоднородных средах, существенно упрощающая решение задачи.

Геологическим аналогом рассматриваемой модели могут служить системы субвертикальных разломов или зон субвертикальной трещиноватости горных пород, которые далее – достаточно условно – мы будем называть тонкими вертикальными пластами. Полагая, что такие пласты насыщены флюидами (например, водой), в дополнение к сделанным допущениям прием также, что скорость волн в основной породе  $V_0$  больше скорости волн  $V_1$  в тонких пластах, которые к тому же принимаются изотропным.

## 2.2. Годограф прямой волны

Поместим общий источник возбуждения сейсмических волн в центр кругового профиля наблюдений радиуса  $R$  и выберем такую систему полярных координат  $(R, \Theta)$ , чтобы полярная ось проходила вдоль простирания вертикальной слоистости, а полюс совпадал с точкой возбуждения, предполагая при этом - в целях симметрии результатов -, что последняя находится в центре межпластового пространства (рис. 2.1). Очевидно, что при такой системе

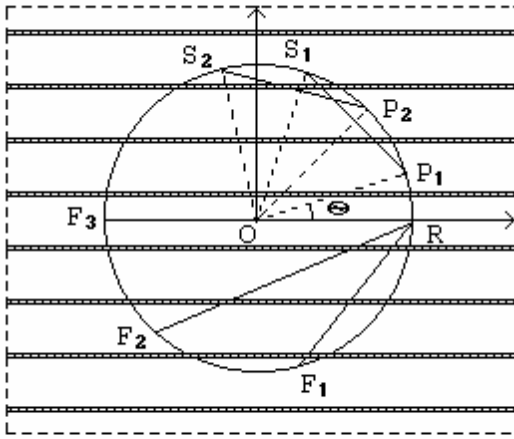


Рис. 2.1. План пластов и системы наблюдений при круговом сейсмическом профилировании

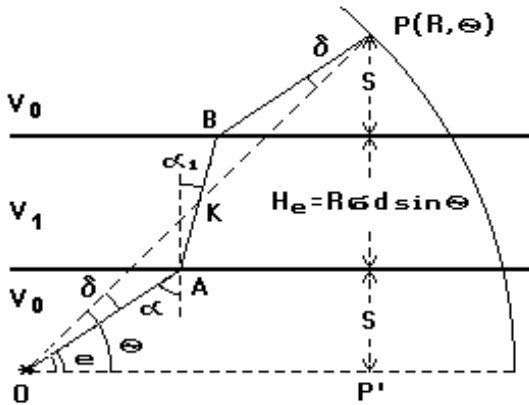


Рис. 2.2. Прохождение волны через эквивалентный пласт.

наблюдений искомая функция - азимутальное время наблюдений  $t_{R,\Theta}$  - будет контролироваться числом пересечений пластов по выбранному азимуту  $\Theta$ , которое равно  $N_{\Theta} = R\sigma \sin\Theta$ . В рамках принятых выше допущений можно заменить эту совокупность пластов одним толстым пластом с эквивалентной мощностью  $H_e = R\sigma d \sin\Theta$  и расположить его в центре линии, соединяющей точку возбуждения  $O$  и точку приема  $P$  с полярными координатами  $R$  и  $\Theta$  (рис. 2.2). С учетом того, что скорости волн в основной породе и в тонких пластах равны  $V_0$  и  $V_1$  соответственно, мож-

но сразу же получить общее выражение для искомого азимутального времени прохождения прямой волны из точки  $O$  в точку  $P$ :

$$t_{R,\Theta} = t_{OP} = t_{OA} + t_{AB} + t_{BP} = OA/V_0 + AB/V_1 + BP/V_0. \quad (2.1)$$

При этом очевидно, что  $AB = H_e / \cos\alpha_1$ , а из центральной симметрии рисунка следует, что  $OA = BP$  и  $OA + BP = 2S / \sin e = 2S / \cos\alpha$ , где  $2S = PP' - H_e = R \sin\Theta - R\sigma d \sin\Theta$ ,  $e$  - угол выхода прямой волны из точки возбуждения,  $\alpha$  - угол падения волны на эквивалентный пласт, а  $\alpha_1$  - угол преломления на тонком пласте, определяемого из известного закона

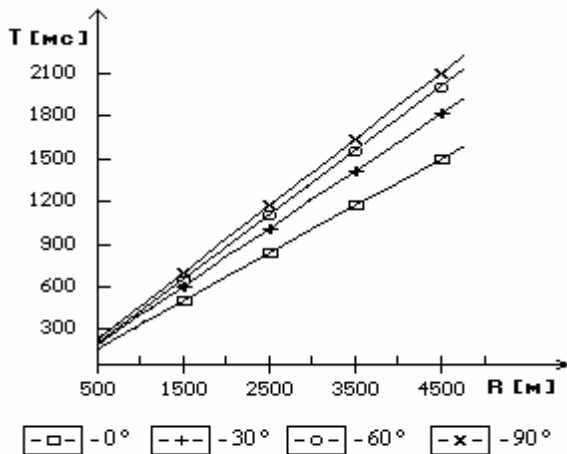
$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha} = \frac{V_1}{V_0}$ . С учетом того, что функция  $t_{R,\Theta}$  является периодической с периодом  $\pi$  и что  $\sin e = \cos \alpha$ , после необходимых подстановок в формулу (2.1) получим в результате:

$$t_{R,\Theta} = \frac{R(1 - \sigma d)|\sin \Theta|}{V_0 \sin e} + \frac{R\sigma d|\sin \Theta|}{V_1 \cos \alpha_1} =$$

$$= \frac{R|\sin \Theta|}{V_0 \sin e} + R\sigma d|\sin \Theta| \cdot \left\{ \frac{1}{V_1 \cos \alpha_1} - \frac{1}{V_0 \cos \alpha} \right\} \quad (2.2)$$

Соответствующую формулу для азимутальных скоростей можно очевидно получить из соотношения  $V_{\Theta} = R/t_{R,\Theta}$ , но подробно мы ее не будем выписывать.

Графической иллюстрацией полученного решения могут служить рис. 2.3 и рис. 2.4, на первом из которых изображены продольные радиальные годографы, рассчитанные для различных азимутов пункта приема (ПП), а на втором – круговые годографы  $t_{R,\Theta}$  для фиксированного удаления  $R$  (рис. 2.4.а)



**Рис.2.3.** Радиальные годографы прямых волн для различных азимутов ПП.

и азимутальные приращения времен  $dt_{\Theta} = t_{R,\Theta} - t_{\min}$  (рис. 2.4.б), которые далее для краткости мы будем называть разностными годографами. Очевидно, что на последних главные направления анизотропии, соответствующие распространению волн вдоль и вкост направления пластов, выделяются более отчетливо и поэтому в дальнейшем при визуальном анализе

получаемых результатов подобного рода графикой мы будем широко пользоваться.

С формальной точки зрения решение прямой задачи для прямых волн



закончено, но следует отметить, что в формуле (2.1) в качестве действительного независимого аргумента выступает угол выхода прямой волны  $e$ ,

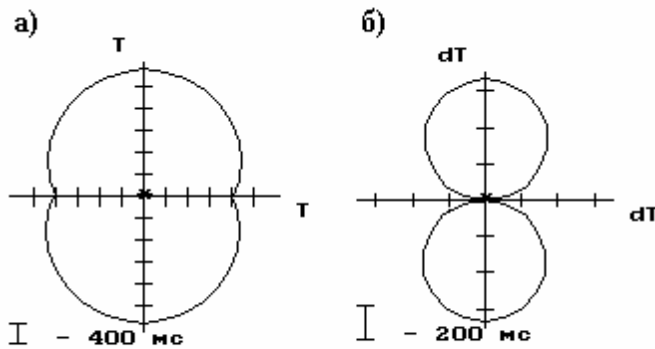


Рис.2.4. Поле времен (а) и приращений (б) для фиксированного удаления от ОПВ

но не азимут точки наблюдения  $\Theta$ , являющийся функцией параметров среды и подлежащий определению при каждом акте расчета времени  $t_{R,\Theta}$  при помощи этой формулы. Различие между азимутом  $\Theta$  и углом выхода волны  $e$  определяется углом смещения  $\delta = \Theta - e$ , который мо-

жет быть найден из треугольника ОАК (см. рис .2.1) по известному соотношению:

$$\sin \delta = \frac{AK}{OK} \sin A.$$

Поскольку  $AK = H_e / (2 \cos \alpha_1)$ ,  $OK = R/2$  и угол  $A = \pi - \alpha + \alpha_1$ , то будем иметь:

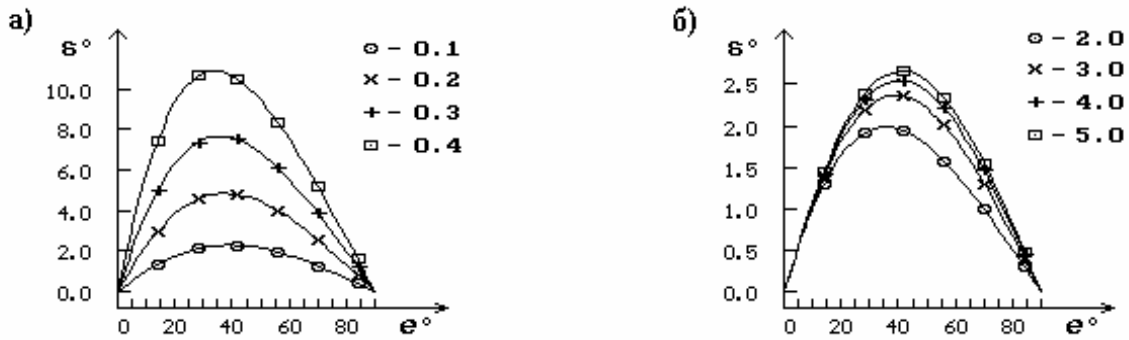
$$\sin \delta = \frac{\sigma d \sin \Theta \sin(\alpha - \alpha_1)}{\cos \alpha_1}. \quad (2.3)$$

Освобождаясь от угла  $\Theta$  - с учетом того, что  $\sin \delta = \sin(\Theta - e)$  - , находим

$$\text{угол смещения : } \delta = \arctg\left(\frac{\sin e}{w - \cos e}\right), \text{ где } w = \frac{\cos \alpha_1}{\sigma d \cos(e + \alpha_1)}.$$

Кривые зависимости угла смещения  $\delta$  от угла выхода волны  $e$  показаны на рис. 2.5, где в качестве параметров кривых выбраны относительные мощности  $\sigma d$  и соотношение скоростей  $V_1/V_0$  (значения параметров кривых указаны в условных обозначениях). Как видно из приведенных графиков, основным фактором, контролирующим величину дугового смещения, является относительная мощность тонких пластов, но если последняя не очень велика ( $\sigma d < 0,3$ ), то угол смещения составляет всего лишь несколько граду-

сов и при небольших базах приема его можно не учитывать.



**Рис.2.5.** Дуговое смещение лучей проходящих волн: а - при различных значениях  $\sigma d$  и при  $V_0/V_1=3$ ; б - при различных значениях  $V_0/V_1$  и при  $\sigma d=0.1$

Из формулы (2.3) определим азимут точки приема при заданном угле выхода волны:

$$\sin \Theta = w \sin \delta = \frac{w \sin e}{\sqrt{(w^2 - w \cos e + 1)}}.$$

Подстановка последнего выражения в формулу (2.2) задает явную функцию времени прихода волны в точку с координатами  $(R, \Theta)$  для заданного угла выхода  $e$ . Но в некоторых случаях, например, при сопоставлении формулы (2.1) с различными ее приближениями (см. ниже), а также при математическом моделировании, удобнее определять время для произвольного азимута, в частности, для равномерно заданных азимутов с некоторым постоянным шагом  $\Delta \Theta$  (рис. 2.4). К сожалению, функция  $e = f(\Theta)$  в явном виде не определяется, но решение все же существует и для этого для заданного азимута  $\Theta$  требуется находить корень трансцендентного уравнения

$$\Theta - \arctg \left( \frac{w \sin e}{w \cos e - 1} \right) = 0,$$

что можно сделать при помощи той или иной итеративной процедуры.

В заключение этого раздела выпишем формулу для коэффициента анизотропии – одной из основных характеристик, которая используется при описании особенностей анизотропных сред. По определению коэффициент анизотропии  $\chi$  равен:

$$\chi = \frac{V_{\parallel}}{V_{\perp}} = \frac{t_{\perp}}{t_{\parallel}},$$

где нижние индексы “ $\parallel$ ” и “ $\perp$ ” обозначают скорости или времена прихода волн вдоль и вкрест простирания тонких пластов (разломов, трещин) соответственно. В принятой для рассматриваемой модели системе координат из формулы (2.2) получим:

$$t_{\parallel} = t_{R,0^{\circ}} = R/V_0 \quad \text{и} \quad t_{\perp} = t_{R,90^{\circ}} = R/V_0 + R\sigma d \cdot (1/V_1 - 1/V_0) \quad (2.4)$$

или для скоростей  $V_{\Theta} = \frac{R}{t_{R,\Theta}}$ :

$$V_{\parallel} = V_0 \quad \text{и} \quad V_{\perp} = \frac{V_0}{1 + \sigma d(V_0/V_1 - 1)} \quad (2.5)$$

Из этих формул находим, что коэффициент анизотропии равен:

$$\chi = \frac{V_{\parallel}}{V_{\perp}} = \frac{t_{\perp}}{t_{\parallel}} = 1 + \sigma d(V_0/V_1 - 1).$$

(2.6)

Таким образом для рассматриваемой модели среды степень анизотропии сейсмических волн определяется относительной мощностью тонких пластов и соотношением скоростей в основной породе и тонких пластов. Влияние этих факторов на величину коэффициента анизотропии показано на рис. 2.6.

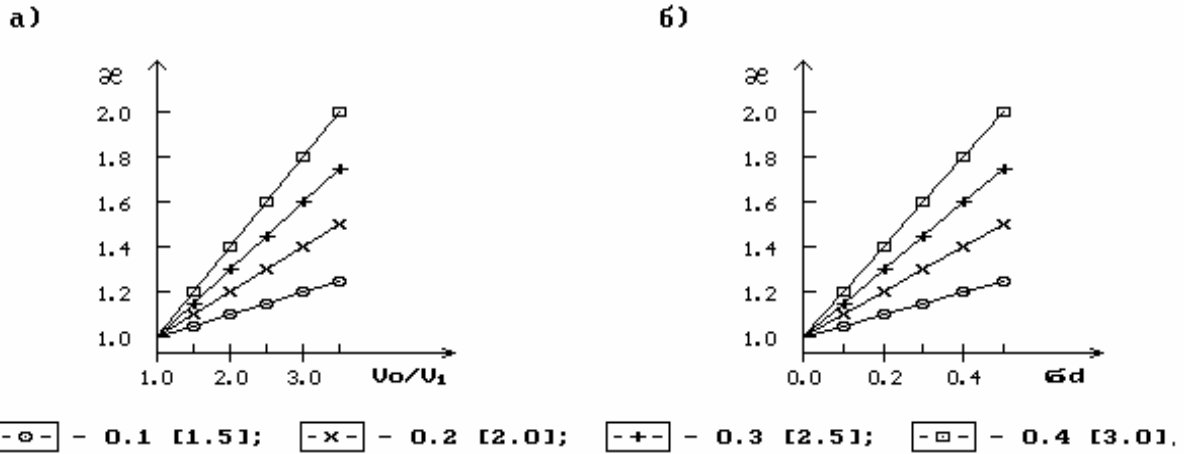


Рис.2.6. Зависимость коэффициента анизотропии от параметров среды / в условных обозначениях указаны параметры кривых: относительная мощность - для рис.2.6.а и соотношение скоростей  $V_0/V_1$  - для рис.2.6.б (в квадратных скобках) /

### 2.3. Приближенные формулы для прямых волн

Хотя приведенные формулы и не являются слишком сложными для расчетов, однако для их применения при решении обратных задач методом подбора требуется полная информация о параметрах среды, что на практике бывает достаточно редко. Обычно в таких ситуациях при расчетах используется то или иное приближение, в котором число переменных, входящих в точную формулу, по возможности уменьшается до минимума.

Исходя из этих позиций и с учетом результатов, изложенных в конце предыдущего раздела, первое очевидное приближение формулы (2.2) можно получить, приняв, что угол смещения  $\delta \approx 0$ . В этом случае  $\Theta \approx e$  и тогда формулу (2.2) можно заменить следующей:

$$t_{R,e} \approx \frac{R(1-\sigma d)}{V_0} + \frac{R\sigma d |\sin e|}{V_1 \cos \alpha_1}, \quad (2.7)$$

где угол преломления  $\alpha_1$  определяется из соотношения  $\sin \alpha_1 = \frac{V_1}{V_0} \cos e$ .

Кроме того можно рассмотреть также и случай, когда  $V_1 \ll V_0$ , т.е. когда угол преломления достаточно мал. Тогда получим еще одно приближение:

$$t_{R,e} \approx \frac{R(1-\sigma d)}{V_0} + \frac{R\sigma d|\sin e|}{V_1} \quad (2.7^*)$$

О точности этих формул, можно судить по рисункам 2.7.а и 2.7.б, на которых приведены графики относительных ошибок скоростей  $\varepsilon = (\tilde{V}_\theta / V_\theta - 1) \cdot 100\%$ , где  $V_\theta$  - точная формула и  $\tilde{V}_\theta$  - соответствующая приближенная формула. Первое, на что можно обратить внимание при рассмотрении этих графиков, это то, что характер и уровень изменения ошибок практически одинаков для обеих аппроксимаций, а второе – и самое главное – заключается в том, что величина этих ошибок слишком велика для того, чтобы можно было бы рекомендовать формулы (2.7) для какого-либо использования.

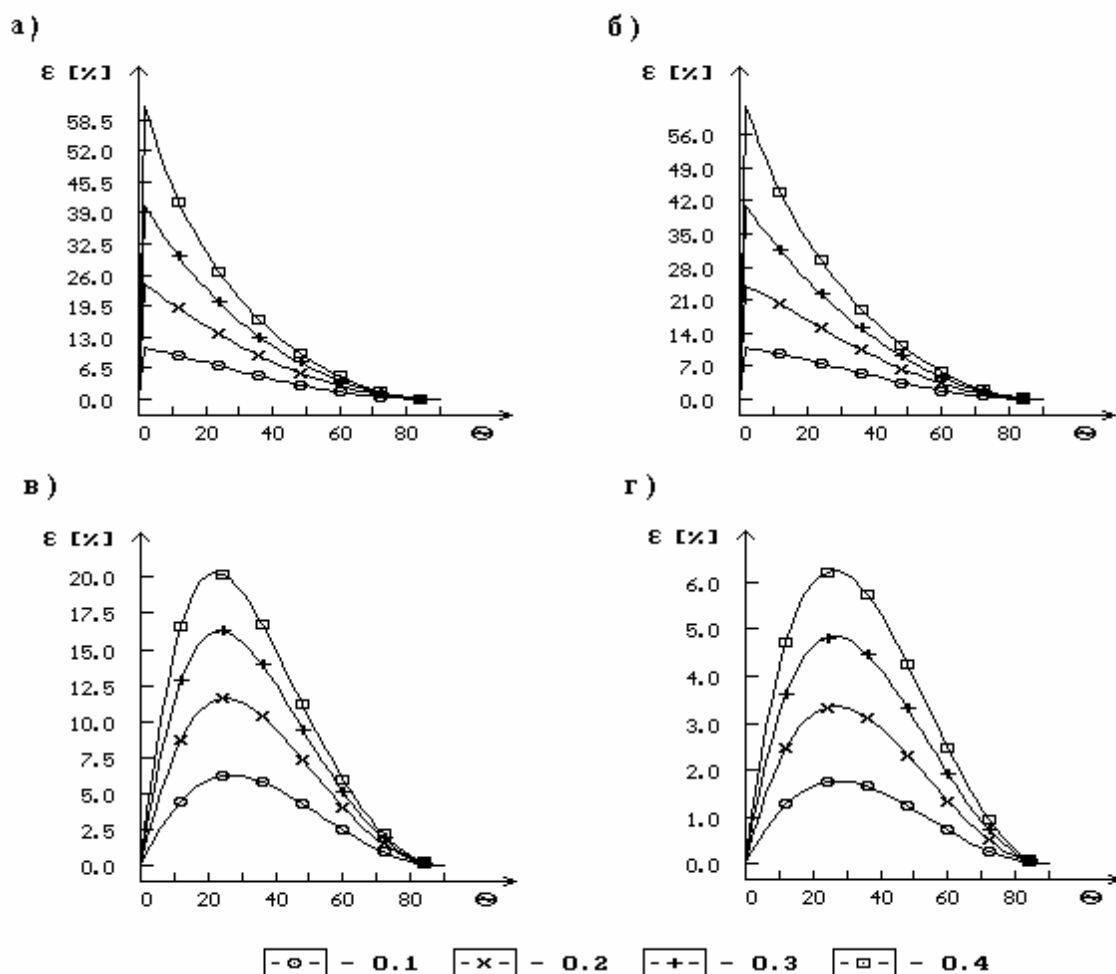


Рис. 2.7. Относительные ошибки определения скорости в зависимости от азимута  $\Theta$  при различных значениях относительной мощности  $\sigma d$  и при  $V_1/V_0=3$ .

*а - аппроксимация по формуле 2.7; б - по формуле 2.7\*; в - по формуле эллипсов 2.8; г - по формуле синусов 2.9.*

Как показывает анализ литературы, при описании полевых индикатрис скоростей сейсмических волн чаще всего используется формула эллипсов, которая может быть записана в следующем виде:

$$V_{\Theta} = \frac{V_{\parallel} \cdot V_{\perp}}{\left[ V_{\parallel}^2 \sin^2 \Theta + V_{\perp}^2 \cos^2 \Theta \right]^{1/2}} = \frac{V_{\parallel}}{\left[ \chi^2 \sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta \right]^{1/2}},$$

$$V_{\Theta} = \frac{V_0}{\left[ 1 + (\chi^2 - 1) \sin^2 (\Theta - \beta) \right]^{1/2}} \quad (2.8)$$

где  $V_{\parallel}$  и  $V_{\perp}$  - скорости волн вдоль и вкрест направления тонких пластов соответственно, а  $\chi = V_{\parallel}/V_{\perp}$  - коэффициент анизотропии. В работах [Н,Л,Т] и во многих других показано, что при изучении горизонтальных тонкослоистых (квазианизотропных) сред применение этой формулы часто вполне оправдано, особенно при достаточно малых углах падения волны ( $\alpha \leq 20 \div 25^\circ$ ). Однако при обработке данных круговых наблюдений, когда углы падения волны на тонкие пласты изменяются в диапазоне  $0^\circ - 90^\circ$ , необоснованное применение формулы эллипсов может привести к заметным ошибкам, что и иллюстрируется рис. 2.7.в.

На рис. 2.7.г приведены относительные ошибки для скоростей, вычисленных по эмпирической формуле, которую мы назвали формулой “синусов” (далее кавычки будем опускать). Эта формула получена из следующих соображений.

Для рассматриваемой модели в первом приближении можно принять, что изменение времени прохождения волн от минимального времени  $t_{\parallel}$  до максимального  $t_{\perp}$ , которые соответствуют направлениям распространения волн вдоль и вкрест простирания тонких пластов, меняется по тому же закону, что и число пересечений этих пластов на произвольном радиусе кругового профиля, т.е. по закону синусов. Для азимутального времени это можно выразить следующим образом:

$$t_{R,\Theta} = t_{\parallel} + \Delta t_{\Theta} = t_{\parallel} + (t_{\perp} - t_{\parallel}) \cdot |\sin \Theta|,$$

а с учетом формул (2.4) и одновременно вводя дополнительный и важнейший пространственный параметр  $\beta$  – азимут простирания тонких пластов, будем иметь:

$$t_{R,\Theta} = R/V_0 + R\sigma d |\sin(\beta - \Theta)| \cdot (1/V_1 - 1/V_0). \quad (2.9)$$

Соответствующее этой формуле выражение для азимутальной скорости имеет вид:

$$V_{\Theta} = \frac{V_0}{1 + \sigma d |\sin(\beta - \Theta)| \cdot (V_0 / V_1 - 1)}, \quad (2.10)$$

или в обозначениях ортогональных скоростей (2.5):

$$V_{\Theta} = \frac{V_{\parallel} \cdot V_{\perp}}{V_{\perp} + (V_{\parallel} - V_{\perp}) |\sin(\beta - \Theta)|}. \quad (2.10^*)$$

При использовании коэффициента анизотропии  $\chi$  формула синусов становится еще более простой:

$$V_{\Theta} = \frac{V_0}{1 + (\chi - 1) |\sin(\beta - \Theta)|}. \quad (2.11)$$

Общий вид для индикатрис скоростей, получаемых с помощью точной формулы (2.2) и по формулам (2.8) и (2.9), показан на рис. 2.8.а. Как видно, индикатрисы весьма близки между собой – по крайней мере, в масштабе рисунка – , однако имеются все же характерные различия. Так, эллиптическая индикатриса является гладкой повсюду - как ей и положено быть -, а две другие, получаемые по формулам (2.2) и (2.9), имеют точку излома при азимуте, совпадающем с простиранием тонких пластов (в данном случае  $\beta=0$ ). Наличие такой точки в данном случае является естественным в силу счетного множества тонких вертикальных пластов. Отметим, что в формуле эллипсов дискретный характер носителей анизотропии никак не учитывается.

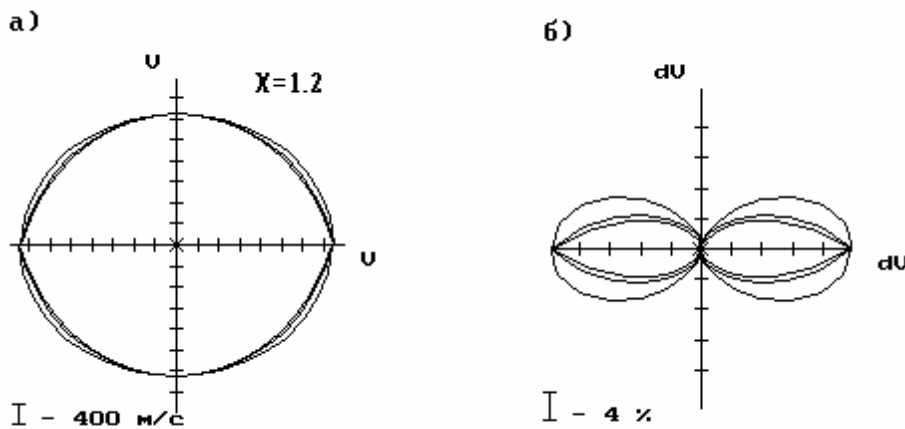


Рис. 2.8. Индикатрисы скоростей (а) и относительных приращений (б)

*Внутренние кривые соответствуют точной формуле (2.2);*



внешние кривые – аппроксимация по формуле эллипсов (2.8);  
 средние кривые – аппроксимация по формуле синусов (2.9).

Другие различия между этими формулами лучше видны на рис 2.8.б, на котором изображены индикатрисы приращений скоростей (далее разностные индикатрисы), определяемые следующим образом:  $dV_{\Theta} = (V_{\Theta} / V_{\min} - 1) \cdot 100\%$ . Видно, что как приближенная формула (2.4), так и формула эллипсов (2) дают завышенные значения азимутальной скорости, но для последней завышение более существенно. Более полное представление о количественных соотношениях, определяющих относительную точность сравниваемых формул при различных параметрах анизотропных сред, дают рисунки 2.7.в и 2.7.г, из которых следует, что при весьма широком диапазоне изменения параметров максимальная относительная ошибка определения скорости по формуле (2.9) не превосходит 6%, в то время как при использовании формулы эллипсов - при том же диапазоне изменения параметров - эта ошибка достигает 20%, т.е. выше более чем в три раза! Таким образом, преимущества аппроксимирующей формулы (2.9) по сравнению с формулой эллипсов очевидны.

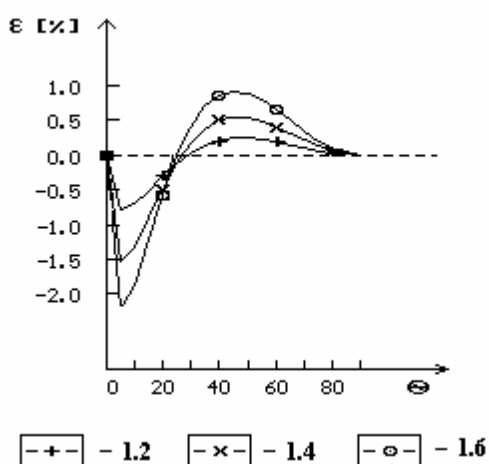


Рис. 2.9. Относительные ошибки определения скорости по формуле (2.11) при  $m=0.75$  и при различных значениях коэффициента анизотропии (указаны в условных обозначениях)

Но можно, однако, улучшить качество приближения формулы синусов, если в (2.9 - 2.11) ввести поправку, компенсирующую завышение скорости.

Для этого в этих формулах достаточно возвести угловой аргумент  $|\sin(\beta - \Theta)|$  в некоторую степень  $m$ , причем  $m$  должно быть меньше единицы. Так, формула (2.11) может быть скорректирована следующим образом:

$$V_{\Theta} = \frac{V_0}{1 + (\chi - 1)|\sin(\beta - \Theta)|^m}. \quad (2.11)$$

Опытным путем установлено, что если  $m$  приближенно равно  $0.7 \div 0.8$ , то при умеренных значениях коэффициента анизотропии ошибка аппроксимации составляет всего лишь 1-2 %, что и показано на рис. 2.9.

В заключение раздела отметим, что можно получить модель среды, для которой формула синусов имеет почти точный смысл и допускает простую лучевую интерпретацию. Такая модель изображена на рис. 2.10. Заштрихованная область на этом рисунке соответствует переменной эквивалентной

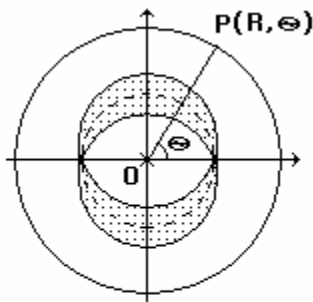


Рис. 2.10. Модель среды (вид сверху) для формулы синусов

мощности тонких пластов, пересекаемых в направлении луча  $OP$  и равной  $R\sigma d \sin\Theta$ .

Отметим также, что при выводе формулы синусов какие-либо ограничения по поводу соотношения скоростей  $V_0/V_1$  не оговаривались. Из этого следует, что она применима и для случая, когда скорость в

тонких пластах может быть больше скорости волн в основной породе. Интересен также и тот факт, что формула синусов может быть использована и для описания эллиптических индикатрис – для этого достаточно принять величину  $m$  равной  $1.7 \div 1.8$ . Из всего этого следует, что формула синусов имеет достаточно универсальный характер.

## 2.4. Годографы прямых волн для сейсморазведки 3D

В предыдущих разделах рассматривалась система наблюдений, при которой точки возбуждения и приема сейсмических волн находятся на поверхности анизотропной среды. Более общая ситуация характеризуется тем, что одна из этих точек находится внутри среды. Пусть источник возбуждения сейсмических волн (например, шум бурового инструмента) находится на глубине  $h$  в центре круга радиуса  $R$  (рис. 2.11), а точка приема  $P$  имеет полярные координаты  $(R, \Theta)$ . Оставляя прежние обозначения и вводя еще один параметр  $\gamma$  - угол наклона пластов, найдем время прихода прямой волны на поверхность наблюдений в точке  $P$ :

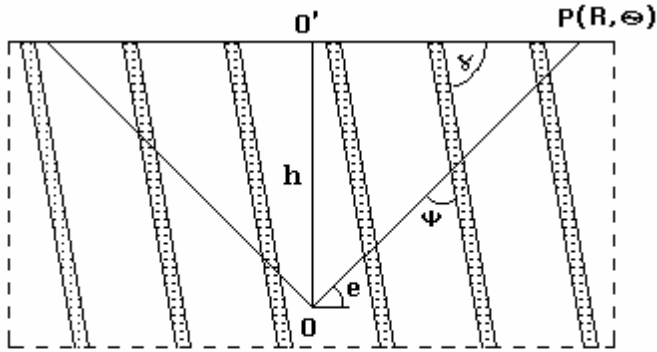


Рис.2.11. Прохождение прямой волны через систему субвертикальных пластов

бине  $h$  в центре круга радиуса  $R$  (рис. 2.11), а точка приема  $P$  имеет полярные координаты  $(R, \Theta)$ . Оставляя прежние обозначения и вводя еще один параметр  $\gamma$  - угол наклона пластов, найдем время прихода прямой волны на поверхность наблюдений в точке  $P$ :

$$t_{R, \Theta} = t_{OP} = \frac{OP}{V_e} = \frac{\sqrt{R^2 + h^2}}{V_e},$$

где  $e$  - угол выхода волны из точки  $O$ ,  $V_e$  - скорость волны по лучу  $OP$ , которая равна:

$$V_e = \frac{V_0}{1 + (\chi - 1) |\sin(\beta - \Theta)| |\sin(e - \gamma)|^m}. \quad (2.12)$$

Из анализа этой формулы можно сделать важный практический вывод, а именно: влияние угла наклона тонких пластов на форму индикатрис скорости проходящих волн будет тем больше, чем меньше радиус кругового профиля и чем больше глубина погружения источника. Очевидно, что при изучении анизотропии это обстоятельство следует учитывать как при проектировании, так и при обработке и интерпретации данных сейсморазведочных работ.

Используя формулу (2.12), введем теперь понятие кажущегося коэффициента анизотропии вертикально-слоистой анизотропной среды. Для про-

стоты примем, что параметр формы  $m$  равен 1, угол падения тонких пластов  $\gamma$  равен  $\pi/2$  и определим далее скорость прямой волны в направлении ортогональном простиранию системы тонких пластов:

$$V_{e,\perp} = \frac{V_0}{1 + (\chi - 1) \cos e}.$$

Учитывая, что  $V_{\parallel} = V_0$ , получим формулу для кажущегося коэффициента анизотропии  $\chi_k$  для проходящих волн:

$$\chi_k = 1 + (\chi - 1) \cos e, \quad (2.13)$$

где  $\cos e = \frac{1}{\sqrt{1 + (h/R)^2}}$ . Из формулы (2.13) следует, что если источники и

приемники проходящих волн находятся на разных уровнях, то определяемые по полевым индикатрисам коэффициенты анизотропии фактически являются кажущимися и всегда занижены по сравнению с истинными коэффициентами анизотропии. Отметим, что такими же особенностями обладают и кажущиеся коэффициенты анизотропии  $\chi_k$ , определяемые по отраженным волнам.

## 2.5. Годограф отраженной волны

Рассмотрим двухслойный разрез с наклонной и плоской отражающей границей раздела, где нижний слой однороден, а верхний слой содержит множество тонких пластов (трещин) вертикальной или близкой к ней ориентации с пространственной плотностью распределения  $\sigma$ . Примем, что средняя мощность пластов и скорость волны в них равны  $d$  и  $V_d$  соответственно, в то время как скорость волны в основной породе верхнего слоя равна  $V_0$ . Пусть источник возбуждения сейсмических волн  $S$  и точка приема отраженных волн  $P$  находятся на круговом профиле наблюдений радиуса  $R$  (см. рис. 2.1) и примем также, что глубина по нормали к отражающей границе в центре круга равна  $H$ , а  $\varphi$  - истинный угол ее наклона.

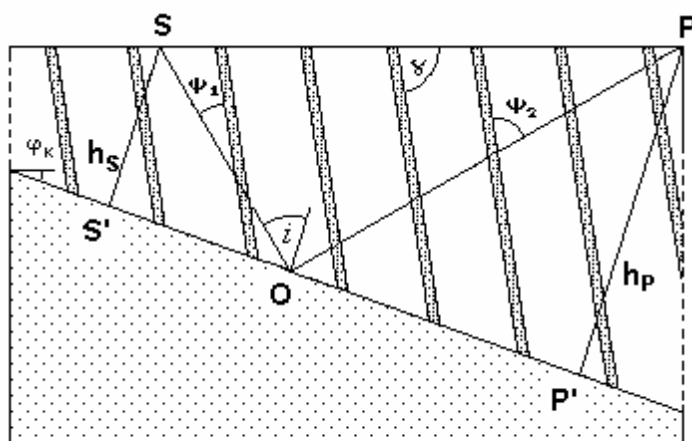


Рис. 2.12. Прохождение прямой и отраженной волн через систему субвертикальных пластов

Рассмотрим ход лучей в вертикальной плоскости, проходящей через точки  $S$  и  $P$  и определим время прихода отраженной волны в точку  $P$  (рис. 2.12). Сразу же стоит отметить, что для условий данной задачи классический метод зеркальных отражений не подходит по той причине,

что в общем случае лучевая скорость прямой волны из точки  $S$  в точку  $O$  отличается от лучевой скорости отраженной волны по лучу  $OP$ , поскольку эти скорости зависят как от числа пересечений последовательности тонких пластов, так и от угла прохождения волн через эти пласты. Но как видно из рис. 2.12, для наклонной отражающей границы или для невертикальных пластов эти величины будут различны. Обозначим скорости по лучам  $OS$  и  $OP$  через  $V_1$  и  $V_2$  соответственно и тогда общее выражение для времени отраженной может быть записано следующим образом :

$$t = \frac{OS}{V_1} + \frac{OP}{V_2} \quad (2.14)$$

Обозначив через  $L$  расстояние между точками  $S$  и  $P$ , далее можно записать:

$$OS = \frac{h_S}{\cos i}, \quad OP = \frac{h_P}{\cos i} = \frac{h_S + L \sin \varphi_k}{\cos i},$$

где  $h_S, h_P$  - глубины по нормали в точках  $S$  и  $P$ ,  $\varphi_k$  - кажущийся угол наклона отражающей границы,  $i$  - угол падения(отражения). Последний легко определяется, если иметь ввиду следующие соотношения:

$$OS' + OP' = S'P' = L \cos \varphi_k \quad \text{и} \quad OS' = h_S \operatorname{tg} i, \quad OP' = h_P \operatorname{tg} i.$$

Откуда находим:

$$\operatorname{tg} i = \frac{L \cos \varphi_k}{2h_S + L \sin \varphi_k} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\cos i} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 i}.$$

Поскольку мы рассматриваем самую общую систему наблюдений, т.е. когда профиль PS может быть расположен произвольным образом на круге, то все переменные, входящие в уравнение (2.14), будут зависеть от азимута этого профиля. Если  $\Theta_S$  и  $\Theta_P$  - азимуты точек возбуждения и приема в принятой системе координат, то азимут профиля определяется по формуле:  $\Theta_L = (\Theta_P + \Theta_S) / 2 + \pi / 2$ . Тогда будем иметь:

$$\text{для длины профиля PS} - L = 2R \sin\left(\frac{\Theta_S - \Theta_P}{2}\right);$$

$$\text{для глубины в точке S} - h_{\Theta_S} = H \pm R \sin \varphi \cos \Theta_S;$$

$$\text{для кажущегося угла наклона границы} - \sin \varphi_k = \sin \varphi \cdot \cos \Theta_L;$$

для кажущейся поверхностной плотности пластов в направлении профиля PS -  $\sigma_\theta = \sigma |\sin(\beta - \Theta_L)|$ , где  $\beta$  - азимут системы пластов относительно оси абсцисс.

Для определения скоростей  $V_1$  и  $V_2$  по падающему и отраженным лучам необходимо знать также углы прохождения волн через тонкие пласты. Приняв что, угол наклона пластов относительно вертикали равен  $\gamma$ , по рис. 2.12 получим значения искомых углов прохождения волн через систему пластов по падающим и отраженным лучам:

$$\Psi_{1,2} = i \pm (\gamma - \pi / 2 - \varphi_k),$$

где плюс берется для падающего луча, а минус - для отраженного.

Итак, все переменные, входящие в уравнение (2.14), определены и осталось только выбрать формулу для расчета скоростей волн, проходящих через систему тонких пластов. Хотя точная формула и была получена выше, но далее мы будем пользоваться достаточно точной, но существенно более простой эмпирической формулой (2.10). Тогда в обозначениях рассматри-

ваемой модели общая формула для падающего и отраженного луча будет выглядеть следующим образом:

$$V_{1,2} = \frac{V_0}{1 + \sigma_\theta \cdot d \cdot |\sin \Psi_{1,2}|^m \cdot (V_0 / V_d - 1)}, \quad (2.15)$$

или

$$V_{1,2} = \frac{V_0}{1 + (\chi - 1) |\sin(\beta - \Theta_L)| \cdot |\sin \Psi_{1,2}|^m}, \quad (2.15^*)$$

где  $\chi = 1 + \sigma d(V_0 / V_1 - 1)$  - коэффициент анизотропии верхнего неоднородного пласта. Подставляя одну из этих формул в (2.14), получим уравнение для годографа отраженной волны, наблюдаемой на произвольном отрезке кругового профиля.

Отметим, что если точка возбуждения S находится в центре круга радиуса R, а точка приема P перемещается по кругу (радиально-кольцевая система наблюдений), то формулы для вычисления вспомогательных величин необходимо заменить следующими:

азимут профиля PS (азимут точки наблюдения P) -  $\Theta_L = \Theta$ ;

длина профиля PS -  $L = R$ ;

кажущийся угол наклона границы -  $\sin \varphi_k = \sin \varphi \cdot \cos \Theta$ ;

глубина до отражающей границы в центре круга -  $h_S = H$ ;

глубина до отражающей границы в точке P -  $h_P = H + R \sin \varphi_k$ ;

кажущаяся поверхностная плотность пластов в направлении профиля PS -  $\sigma_\theta = \sigma |\sin(\beta - \Theta)|$ .

## 2.6. Некоторые результаты математического моделирования и анализ систем наблюдений для изучения азимутальной сейсмической анизотропии

В процессе моделирования на ЭВМ рассматривалась возможность использования полученных выше формул для изучения влияния на сейсмиче-

скую анизотропию различных физических и пространственных характеристик трещиноватых сред, таких как азимут простирания трещин, угол падения и мощность, пространственная плотность и относительная скорость волн. Отрабатывалась также оптимальная схема наблюдений, методика обработки полевых данных и представления результатов. Выяснилось, что при изучении анизотропии проходящими, отраженными и преломленными волнами при кольцевом профилировании вопрос, связанный с выбором системы наблюдений, играет заметную роль. Здесь возможны три системы наблюдений (см. рис. 2.1). Во-первых, это уже упомянутая радиально-кольцевая система, при которой точка возбуждения (или точка приема) находится в центре круга, а другая перемещается по окружностям различных радиусов. Очевидно, что это наиболее естественная система наблюдений при изучении азимутальной анизотропии. Вторая система названа системой скользящего интервала и ее суть состоит в том, что база пункт возбуждения - пункт приема имеет постоянную длину и также перемещается по кольцевому профилю через определенный угол - на рис. 2.1 этой схеме соответствуют хорды P1S1, P2S2 и т.д. Возможна также и третья система, при которой пункт возбуждения фиксируется в одной точке профиля R, а пункты приема F1, F2 ... перемещаются по кольцу через определенный угол.

Но из общих соображений ясно, что при изучении азимутальной сейсмической анизотропии при использовании любой системы наблюдений вся информация о параметрах анизотропии содержится в разностном поле времен  $\Delta t = t_a - t_n$ , где  $t_a$  - наблюдаемое поле времен при наличии анизотропии,  $t_n$  - нормальное поле времен, под которым здесь и далее понимается поле, полученное в предположении, что среда является слоисто-изотропной. Для модели, изображенной на рис. 2.12, по отраженным волнам будем иметь:

$$\Delta t = \frac{OS}{V_1} + \frac{OP}{V_2} - \frac{OS}{V_0} - \frac{OP}{V_0} = OS \left( \frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_0} \right) + OP \left( \frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_0} \right).$$



Подставляя в это выражение значения скоростей (2.15\*), получим разностный годограф:

$$\Delta t = \frac{(\chi - 1)|\sin(\beta - \Theta_L)|}{V_0} (OS \sin \Psi_1 + OP \sin \Psi_2). \quad (2.16)$$

В случае горизонтальной отражающей границы, когда  $OS=OP$  и  $\varphi_k=0$ , а  $\Psi_1 = i + \gamma - \pi/2$  и  $\Psi_2 = i - \gamma - \pi/2$ , и с учетом того, что  $\sin i = L/(2OS)$ , разностный годограф будет равен:

$$\Delta t = \frac{2OS}{V_0} (\chi - 1) \sin \gamma \sin i |\sin(\beta - \Theta_L)| = \frac{L}{V_0} (\chi - 1) \sin \gamma |\sin(\beta - \Theta_L)|, \quad (2.17)$$

где  $L$  - длина базы приема, а  $\Theta_L$  - ее азимут.

Как следует из этой формулы, на величину разностного годографа влияют как параметры анизотропии, так и условия наблюдений, а точнее размер базы приема  $L$  и ее положение на круге. Из (2.17) можно найти формулу для кажущегося коэффициента анизотропии отраженных волн для случая горизонтальной отражающей границы. В результате простейших выкладок можно получить:

$$\chi_k = (\chi - 1) \sin i \sin \gamma + 1 \quad (2.18)$$

Как и в случае проходящих волн (см. формулу (2.13)), определяемые по полевым индикатрисам отраженных волн коэффициенты анизотропии всегда занижены по сравнению с истинными коэффициентами анизотропии. С другой стороны, следует отметить, что при помощи (2.18) можно определить и угол наклона пластов  $\gamma$ , но для этого надо знать глубину залегания отражающей границы и истинный коэффициент анизотропии  $\chi$ .

Посмотрим теперь, как влияет выбор системы наблюдений на форму годографов отраженных волн на примере простейшей модели среды: отражающая граница горизонтальна, а азимут простирания трещин  $\beta=0^\circ$ .

На рис. 2.13 и 2.14 показаны развертки и полярные диаграммы нормальных, аномальных и разностных полей времен, полученных по системе на-

блюдений с фиксированным пунктом возбуждения. Каждый из четырех годографов, изображенных на этих рисунках, получен для различных положений ПВ ( для нормального поля времен все четыре годографа одинаковы).

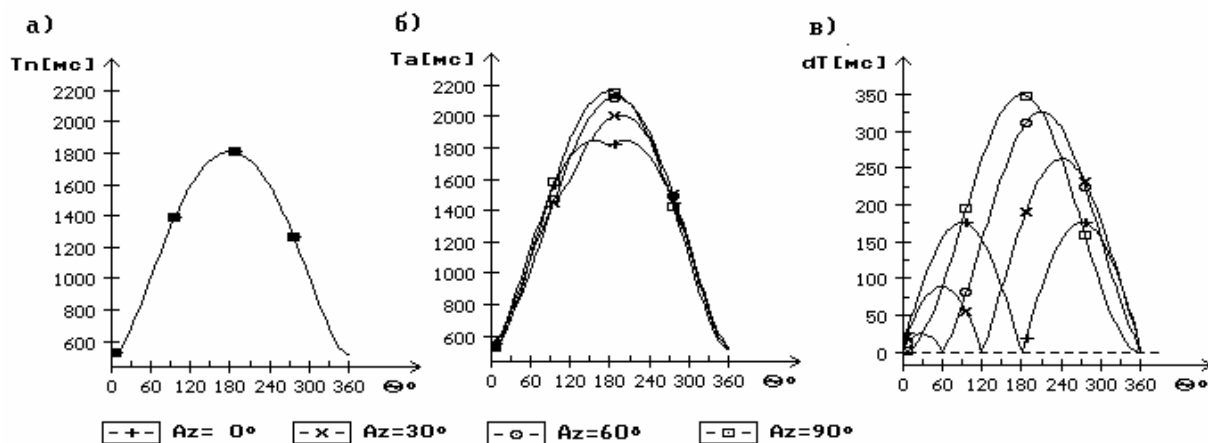


Рис. 2.13. Нормальные (а), аномальные (б) и разностные (в) годографы отраженных волн, полученные при фиксированном положении пункта возбуждения (положение ПВ указано в условных обозначениях)

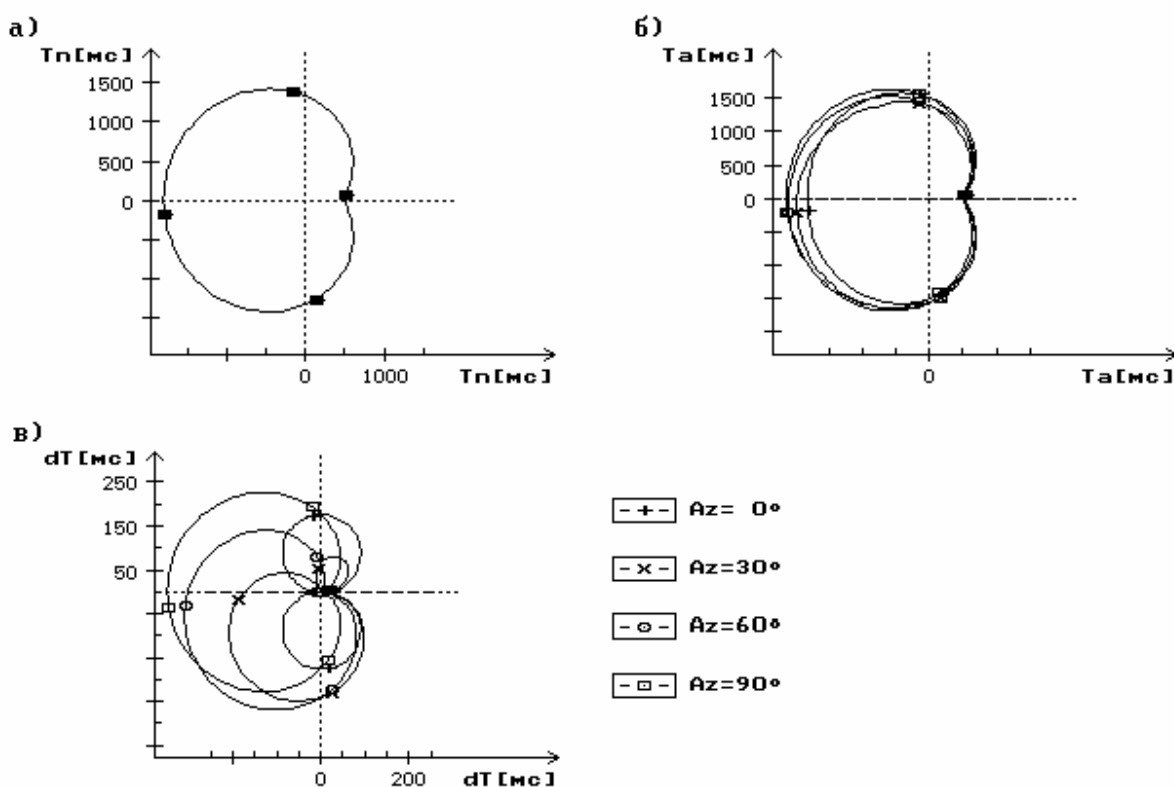


Рис. 2.14. Полярные диаграммы полей времен, полученные при фиксированном положении пункта возбуждения (положение ПВ указано в условных обозначениях)

Как видно, разностные годографы имеют довольно сложную форму и имеет-ся лишь один разностный годограф, однозначно определяющий направление

анизотропии - это годограф, полученный при положении ПВ, совпадающим с простиранием трещин. Иначе говоря, для того, чтобы использовать эту схему наблюдений для изучения анизотропии как минимум требуется знать направление анизотропии.

Вторая система наблюдений - система скользящего интервала - дает существенно более простые и ясные результаты, что иллюстрируется графиками, изображенными на рисунках 2.15 и 2.16. Обратим внимание на то, что на рис. 2.16 изображено два семейства разностных годографов. Первое из этих семейств (рис. 2.16.в) соответствует точке анализа с текущей координатой  $\Theta_P$ , а второе семейство (рис. 2.16.г) получено из первого путем поворота системы координат на угол  $(\Theta_P + \Theta_S + \pi)/2$ , что соответствует точке анализа, расположенной в центре базы ПВ-ПП. После такой процедуры все разностные годографы становятся строго синфазны и однозначно определяют направление анизотропии.

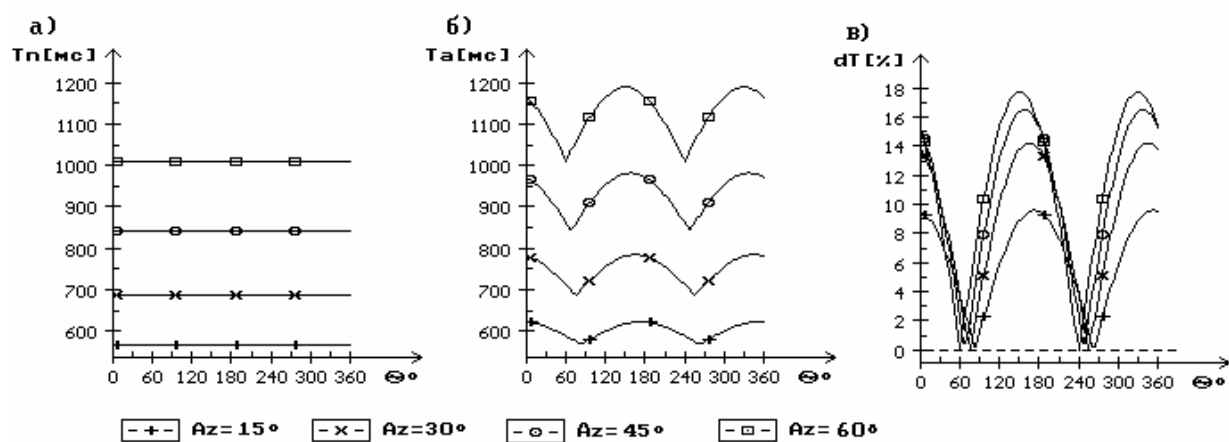


Рис. 2.15. Нормальные (а), аномальные (б) и разностные (в) годографы отраженных волн, полученные по скользящим интервалам постоянной длины (дуговые размеры интервалов указаны в условных обозначениях)

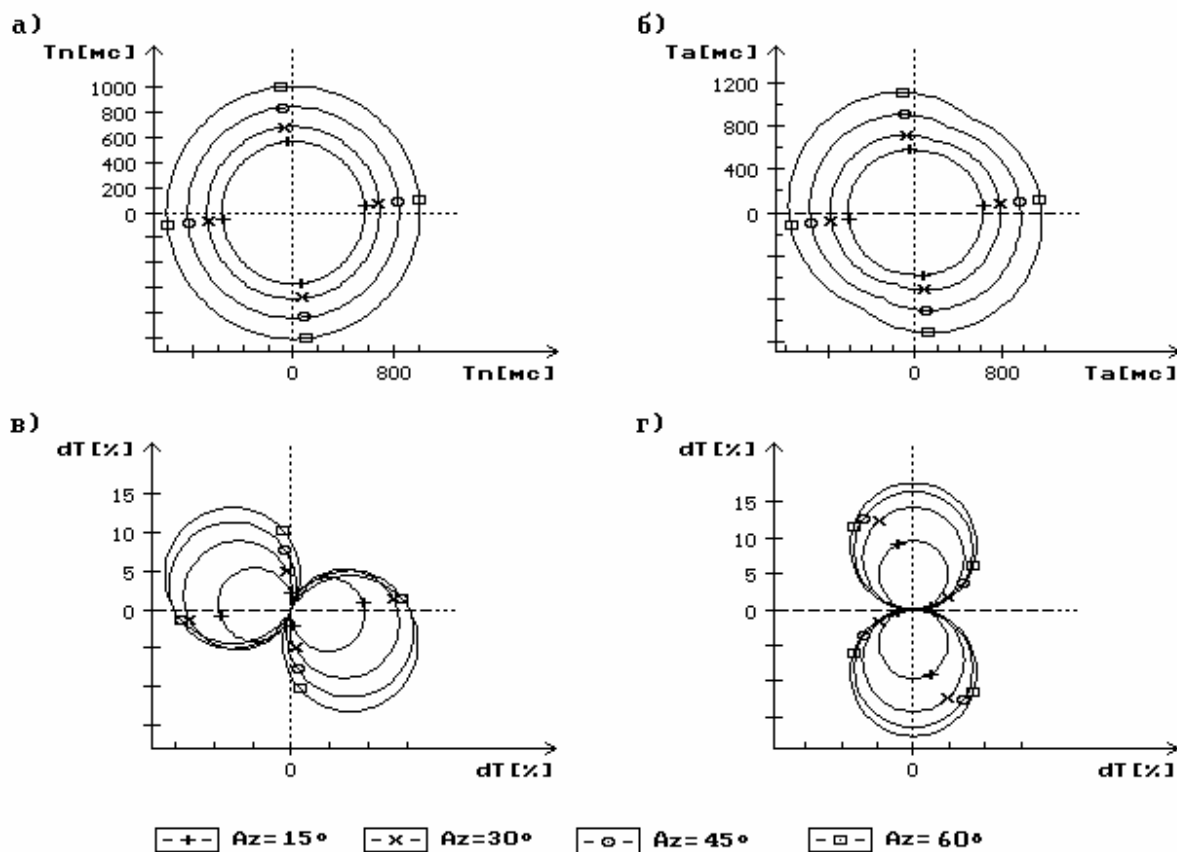


Рис. 2.16. Полярные диаграммы полей времен, полученные по скользящим интервалам постоянной длины (дуговые размеры интервалов указаны в условных обозначениях)

Отметим, что рассматриваемая методика анализа данных была опробована на полевых материалах кольцевого профилирования, полученных на Гаруновской площади и любезно предоставленных авторам отчета к.т.н. Сулеймановым А. К. и к.т.н. Тищенко И.В. Относительно геологии указанного района известно, что имеет место вертикальная трещиноватость горных пород, которая, однако, на исходных полевых сейсмических материалах никак не проявляется. Но после их трансформации в сейсмограммы для постоянного интервала ПВ-ПП, скользящего вдоль окружности, эффект сейсмической анизотропии уверенно устанавливается для широкого диапазона времен и соответствует характерной для данного района системе трещин северо-восточного направления в осадочных породах разного возраста [1].

Таким образом, полученные при моделировании и практическом применении результаты свидетельствуют о том, что метод скользящего интервала с успехом может быть использован при изучении реальных анизотропных сред.

Но тем не менее в этом методе имеется определенный недостаток, связанный с тем обстоятельством, что в целях симметрии графических изображений точку анализа необходимо относить к центру базы ПВ-ПП, а это может быть корректным лишь в случае плоских отражающих границ.

Более гибкой представляется радиально-кольцевая, при которой точка возбуждения фиксирована и находится в центре круга, а точки приема перемещаются по системе радиальных профилей (рис. 2.17 и рис. 2.18). Преимуществом этой схемы является то, что здесь не возникает проблемы, связанной с выбором точки записи, но главное заключается в том, что она может быть применима не только при плоских отражающих границах, но и при криволинейных границах. Существенно также, что радиально-кольцевая схема наблюдений легко может быть увязана с результатами площадных наблюдений, проводимых для изучения анизотропии при помощи других геофизических методов, в том числе и сейсмических.

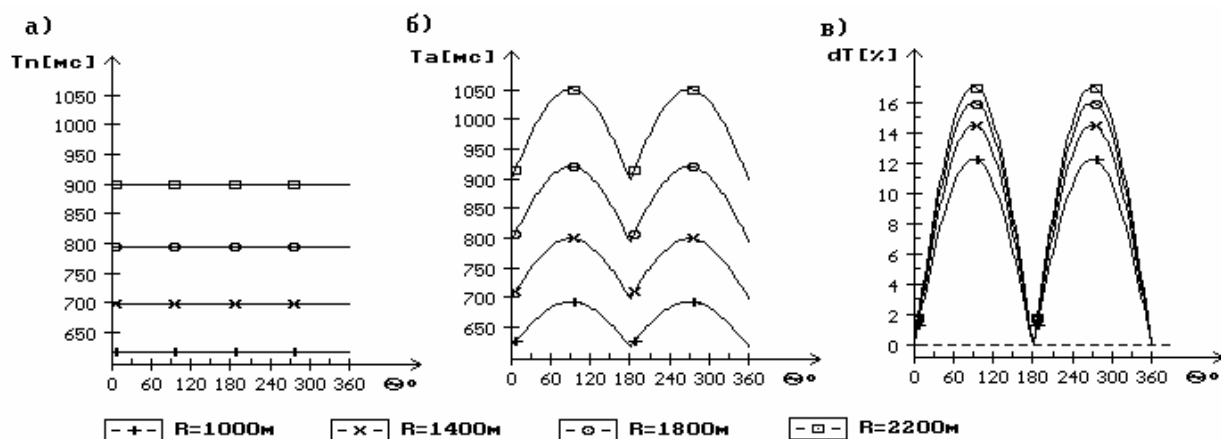


Рис. 2.17. Нормальные (а), аномальные (б) и разностные (в) годографы отраженных волн, полученные при радиально-кольцевой системе наблюдений (в условных обозначениях указаны радиусы кольцевых профилей)

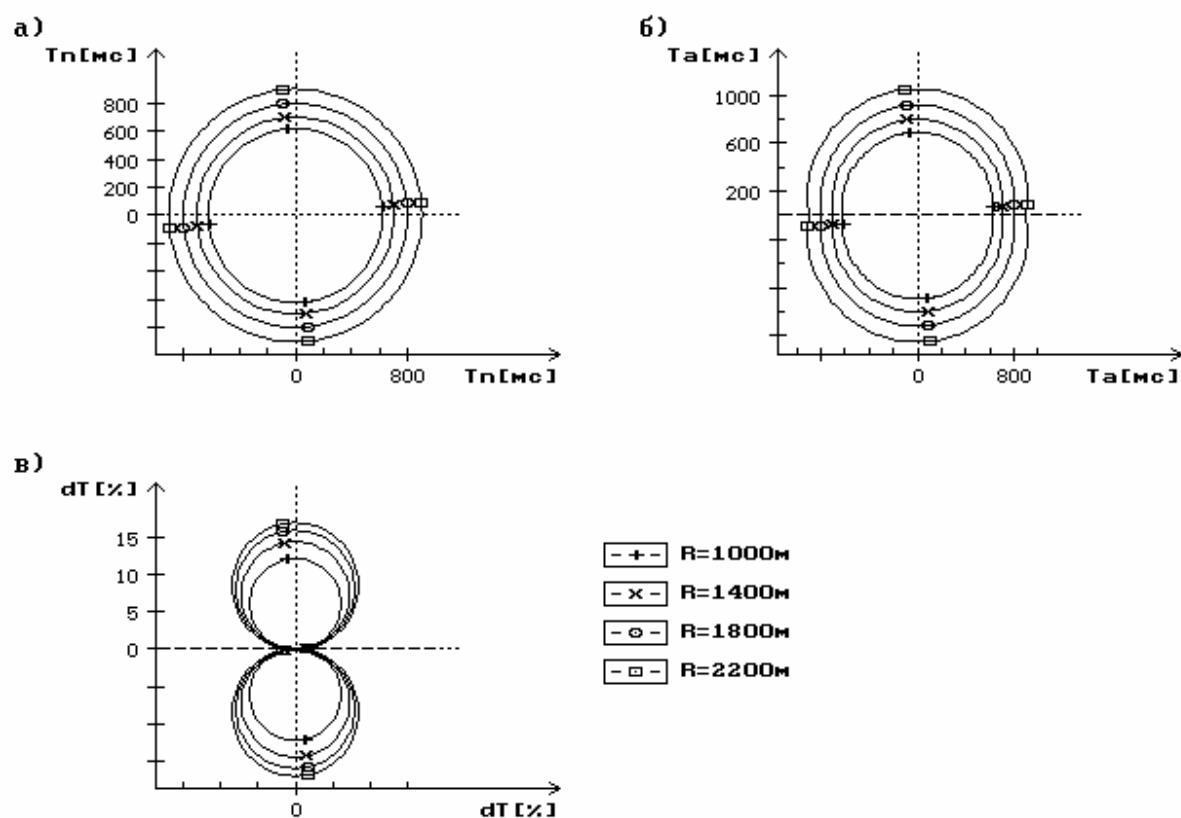


Рис. 2.18. Полярные диаграммы полей времен, полученные при радиально-кольцевой системе наблюдений (в условных обозначениях указаны радиусы кольцевых профилей)

Преимущества радиально-кольцевой профилирования иллюстрируются на рис. 2.19 и 2.20. На первом из этих рисунков изображены разностные годо-

графы для модели среды с наклонной отражающей границей ( $\varphi=10^\circ$ ) с одной системой трещин, а на другом с двумя системами трещин.

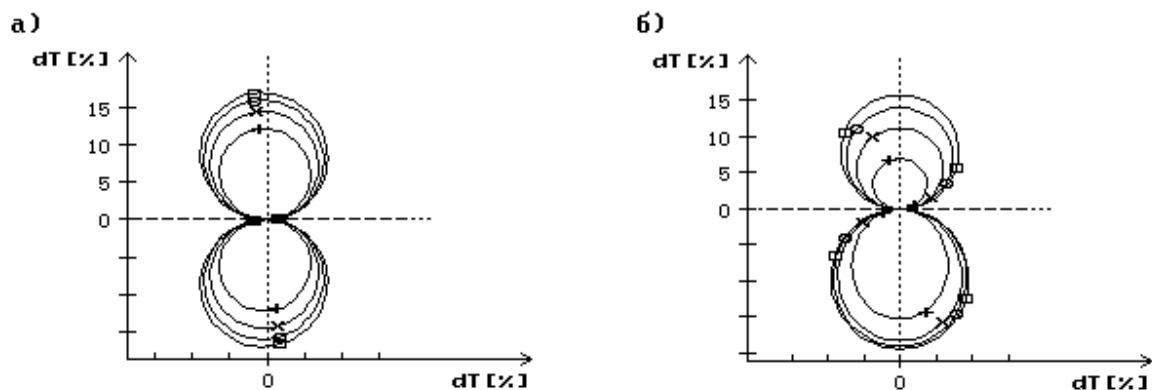


Рис. 2.19. Полярные диаграммы полей времен, полученные для модели среды с наклонной отражающей границей и одной системой трещин при радиально-кольцевом профилировании (а) и по методике скользящего интервала постоянной длины (б). (условные обозначения те же, что и на рис. 2.18 и 2.16)

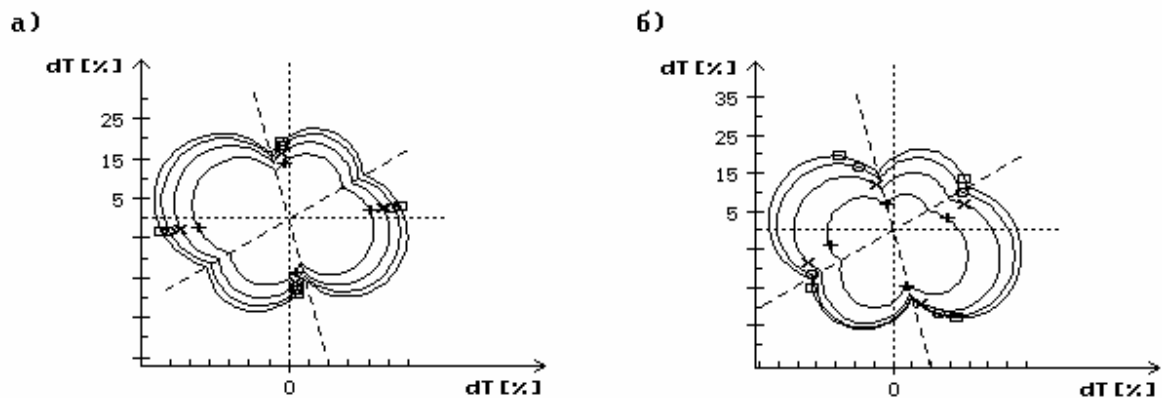


Рис. 2.20. Полярные диаграммы полей времен, полученные для модели среды с наклонной отражающей границей и двумя системами трещин при радиально-кольцевом профилировании (а) и по методике скользящего интервала постоянной длины (б) (условные обозначения те же, что и на рис. 2.18 и 2.16)

Хотя во всех случаях направления анизотропии определяются достаточно уверенно (на рисунках эти направления показаны длинным пунктиром), но разностные годографы, получаемые при радиально-кольцевом профили-

ровании, имеют одинаковую форму и не зависят от угла наклона границы. Очевидно, что это обстоятельство позволяет использовать при обработке реальных полевых материалов стандартные статистические методы для подавления случайных помех.

### **Глава 3. Разделение многофакторных азимутальных индикатрис скоростей сейсмических волн на отдельные составляющие**

#### **3.1. Постановка задачи**

Практика изучения анизотропии сейсмических волн в горизонтальной плоскости показывает, что на индикатрисах скоростей нередко проявляются два или более главных направлений, характеризующихся повышенными значениями скоростей [9]. Поскольку модальные (повышенные) значения скоростей на таких индикатрисах обычно связываются с влиянием различных геологических факторов, таких как простирание той или иной системы разломов, системы векторов тектонических или гравитационных напряжений и т.п., то такие индикатрисы предлагается называть многофакторными. До последнего времени при анализе таких индикатрис ограничивались лишь выделением главных направлений с последующим вероятностным объяснением того, с какими геологическими факторами эти направления могут быть связаны. Но важно не только выделить главные направления и объяснить их с геологических позиций, но и провести разделение наблюдаемого поля скоростей на отдельные составляющие, т.е. на однофакторные индикатрисы скоростей, имеющие одно главное направление. Такие индикатрисы могут иметь различные коэффициенты анизотропии и по их величине можно оценить вклад каждого из выделенных факторов в общую картину распределения скоростей. Очевидно, что решение поставленной задачи представляет опре-



деленный и немаловажный геологический интерес. Эта задача была решена и, по-видимому, впервые в практике интерпретации сейсмических данных. Алгоритм ее решения излагается в настоящей главе.

### 3.2. Годограф прямой волны для нескольких систем трещин

Итак, пусть мы имеем  $n$  систем трещин (вертикальных пластов), каждая из которых характеризуется своим набором параметров и своим азимутом простирания  $\beta_i$  относительно выбранной полярной оси. Полагая, что области пересечения пластов различных систем столь малы, что они находятся вне лучей проходящих сейсмических волн, и что задержки времени при прохождении волн через каждую систему складываются, формула синусов для расчета годографов может быть записана следующим образом:

$$t_{R,\Theta} = R/V_0 + R \sum_i^n \sigma_i d_i \left| \sin(\Theta - \beta_i) \right|^m \cdot (1/V_i - 1/V_0) \quad (3.1)$$

или в более компактной форме при помощи коэффициентов анизотропии:

$$t_{R,\Theta} = \frac{R}{V_0} \left\{ 1 + \sum_i^n (\chi_i - 1) \left| \sin(\Theta - \beta_i) \right|^m \right\}. \quad (3.1^*)$$

В свою очередь, формула для азимутальной скорости будет иметь вид:

$$t_{R,\Theta} = \frac{R}{V_0} \left\{ 1 + \sum_i^n (\chi_i - 1) \left| \sin(\Theta - \beta_i) \right|^m \right\},$$

$$V_{\Theta} = \frac{V_0}{1 + \sum_i^n (\chi_i - 1) \left| \sin(\Theta - \beta_i) \right|^m}. \quad (3.2)$$

В качестве графической иллюстрации приведенных здесь формул укажем на рис. 3.1-3.2, на которых изображены полярные диаграммы приращений скоростей, рассчитанные для моделей сред с двумя и тремя системами трещин, имеющих различные простирания и коэффициенты анизотропии.

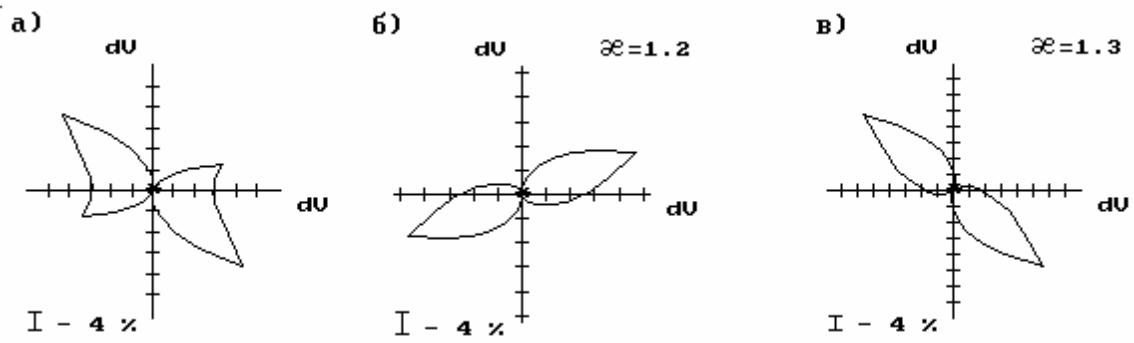


Рис. 3.1. Индикатрисы приращений скоростей для двух систем трещин

*а) - двухфакторная индикатриса; б) и в) - ее составляющие*

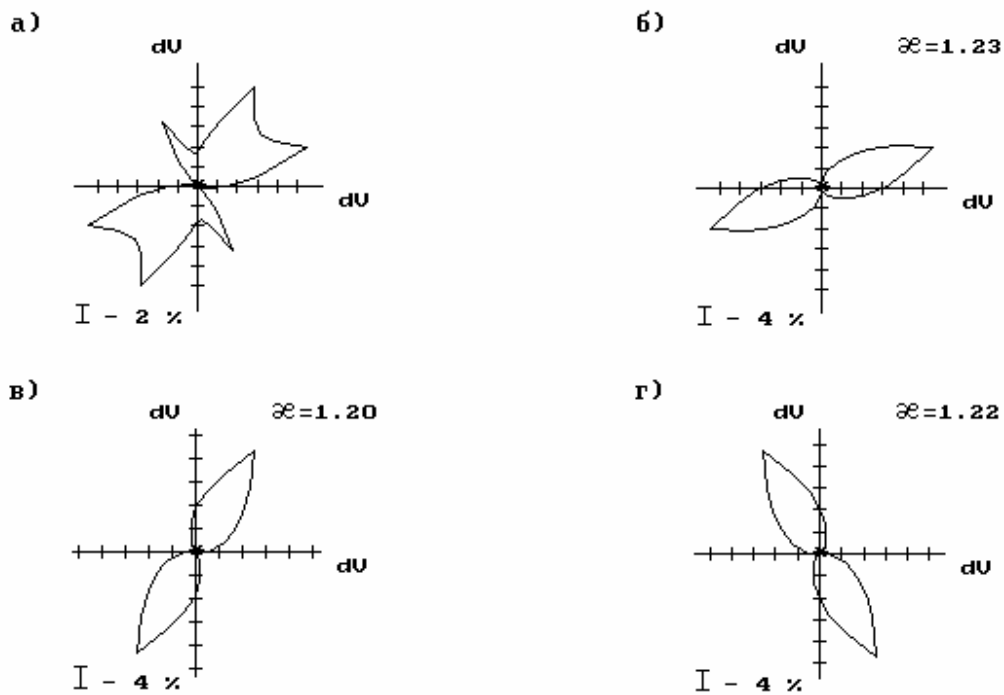


Рис. 3.2. Индикатрисы приращений скоростей для трех систем трещин

*а) - трехфакторная индикатриса; б), в) и г) - ее составляющие*

Как видно из этих рисунков (см. также рис. 2.20), на многофакторных индикатрисах направления простираения систем трещин определяются совершенно однозначно по точкам излома графиков, но задача состоит также и в

том, чтобы оценить вклад каждого из факторов (в данном случае определенной системы трещин) в общую картину распределения скоростей.

### 3.3. Решение обратной задачи по разделению индикатрис

Обратная задача состоит в том, чтобы по наблюдаемым азимутальным индикатрисам скоростей  $V_{\Theta}$  определить все входящие в формулу (3.2) величины. На практике число систем слоистости и главные направления  $\beta_i$  обычно определяются достаточно уверенно на основе визуального анализа полевых индикатрис. Тогда по приведенной выше формуле (3.2) мы можем составить следующую систему уравнений:

$$\chi_1 = \left( \frac{V_0}{V_{\beta_2}} - 1 \right) / \sin(\Delta\beta) - 1; \quad \chi_2 = \left( \frac{V_0}{V_{\beta_1}} - 1 \right) / \sin(\Delta\beta) - 1, \quad \Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2|$$

$$(\chi_1 - 1) \cdot \sin|\beta_1 - \beta_1|^{m_1} + (\chi_2 - 1) \cdot \sin|\beta_1 - \beta_2|^{m_2} + \dots + (\chi_n - 1) \cdot \sin|\beta_1 - \beta_n|^{m_n} = \frac{V_0}{V_{\beta_1}} - 1$$

$$(\chi_1 - 1) \cdot \sin|\beta_2 - \beta_1|^{m_1} + (\chi_2 - 1) \cdot \sin|\beta_2 - \beta_2|^{m_2} + \dots + (\chi_n - 1) \cdot \sin|\beta_2 - \beta_n|^{m_n} = \frac{V_0}{V_{\beta_2}} - 1$$

..... 3.3

$$(\chi_1 - 1) \cdot \sin|\beta_n - \beta_1|^{m_1} + (\chi_2 - 1) \cdot \sin|\beta_n - \beta_2|^{m_2} + \dots + (\chi_n - 1) \cdot \sin|\beta_n - \beta_n|^{m_n} = \frac{V_0}{V_{\beta_n}} - 1,$$

где  $V_{\beta_i}$  - азимутальные скорости на главных направлениях, т.е. при  $\Theta = \beta_i$ .

Если входящая в правую часть уравнений величина  $V_0$  - скорость в ненарушенной сплошной породе - известна, то для решения системы можно использовать любую стандартную процедуру, например, метод исключения Гаусса. В противном случае  $V_0$  находится тем или иным итеративным методом и далее находятся оценки коэффициентов анизотропии  $\chi_i$  для каждой системы слоистости. Отметим также, что входящие в уравнения (3.3) параметры  $m_i$ , определяющие форму однофакторных индикатрис, задаются интерпрета-

тором и позволяют более эффективно - в смысле минимума среднеквадратической ошибки - осуществлять выбор моделей.

Полученное решение обратной задачи реализовано в виде программы и опробовано как на моделях, так и на реальном материале. В качестве примера решения этой задачи укажем на рис. 3.3, на котором приведены многофакторные индикатрисы эффективных скоростей (3.3а), полученные с помощью ОСП разреза одной из скважин северо-запада Русской платформы (данные взяты из [9]), а также результаты разделения: однофакторные индикатрисы скоростей (рис. 3в) и разностные индикатрисы скоростей (рис. 3г), которые более наглядно показывают вклад каждой составляющей в суммарную картину.

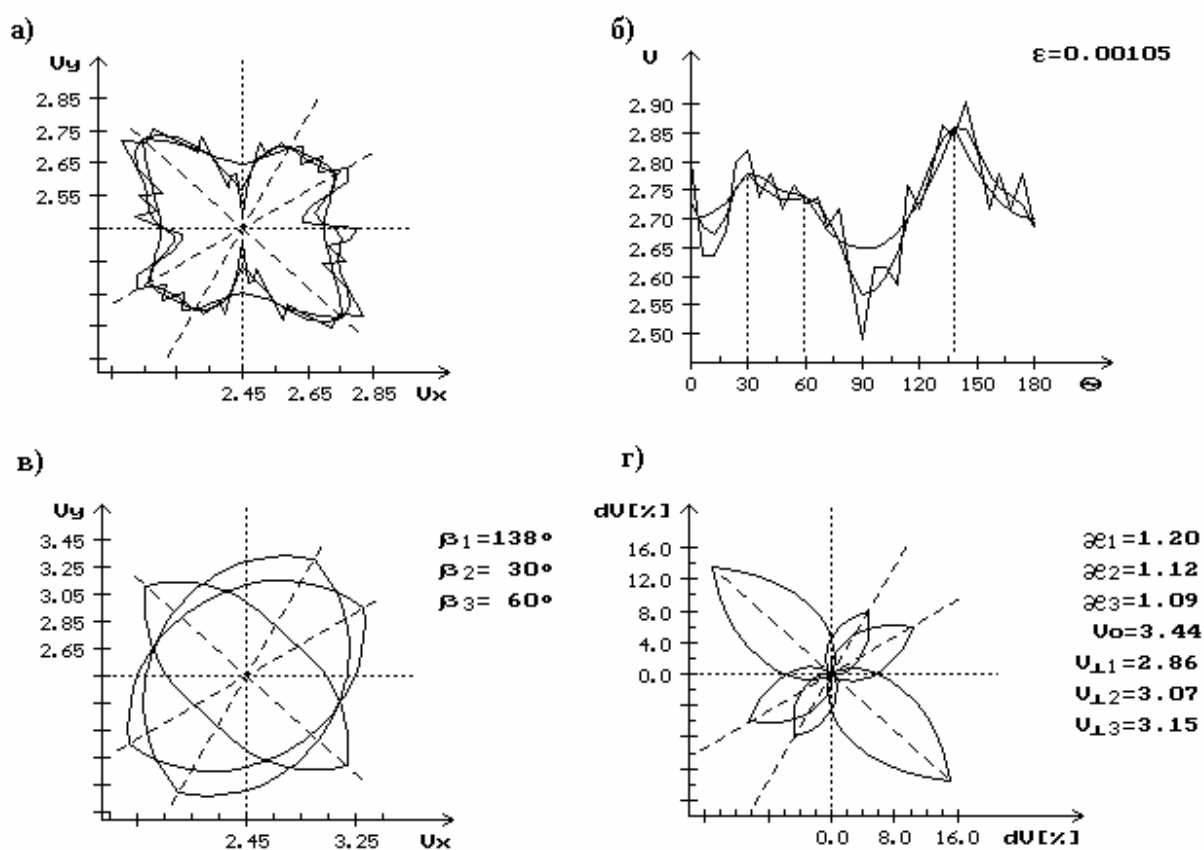


Рис. 3.3. Результаты разделения многофакторных индикатрисы скоростей на отдельные составляющие

## Глава 4. Трансформация площадных наблюдений сейсморазведки 3D в радиально круговые наблюдения

Как уже отмечалось выше, при изучении азимутальной сейсмической анизотропии круговое профилирование является наиболее естественным и адекватным методом полевых наблюдений. Но реальность такова, что круговые наблюдения в практике сейсмических работ проводятся достаточно редко, что негативно сказывается на решении рассматриваемой проблемы.

С учетом этого обстоятельства авторами была разработана методика трансформации площадных систем наблюдений в круговые системы, состоящие из серии синтезированных круговых профилей различного радиуса. Необходимым условием для ее применения является наличие общей точки возбуждения, расположенной в центре изучаемой площади (рис. 5.1).

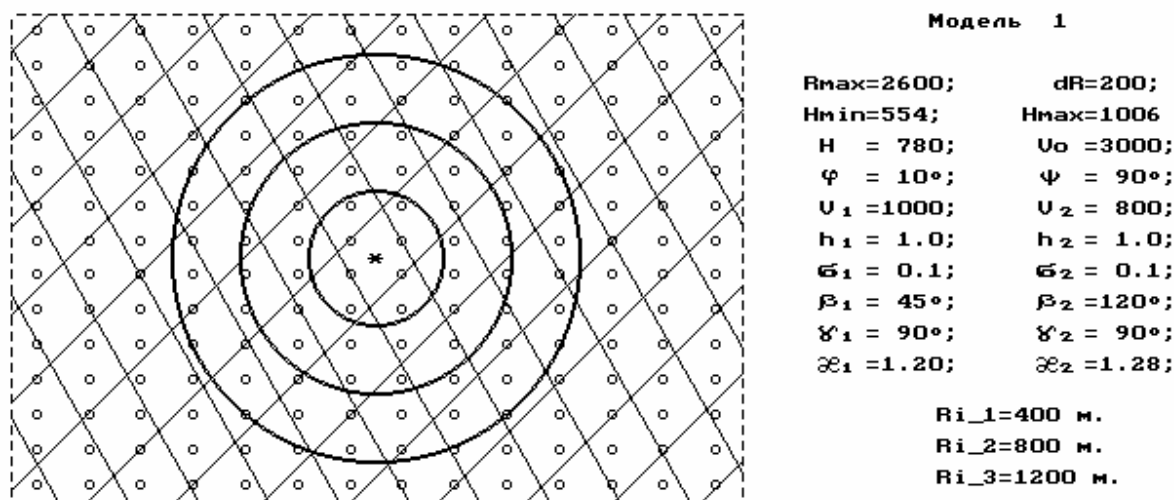


Рис. 5.1. Система наблюдений, план пластов и параметры моделируемой среды

В этом случае, используя аппарат бикубических интерполяционных и сглаживающих сплайнов, можно получить множество продольных годографов, относимых к общей точке возбуждения, но ориентированных по различным азимутам (рис. 5.2.а), а также серию синтезированных полярных индикатрис  $t_a$ , относимым к различным удалениям (рис.5.2.б). Далее по этим годографам находятся эффективные параметры среды по которым, в свою очередь, оп-

ределяется круговое нормальное поле времен  $t_n$ , т.е. поле, свободное от эффектов анизотропии (рис. 5.2.в). Следующая процедура состоит в вычислении разностного годографа  $dt = t_a - t_n$ . Этот годограф показан на рис. 5.2.г и на нем отчетливо проявляются две системы трещин, причем видно, что одна из них доминирующая, что и заложено в модели (рис. 5.1). Для определения параметров этой модели может быть использована методика разделения многофакторных индикатрис, изложенная в главе 3. Далее решается прямая задача, результатом чего является уточненное нормальное поле времен, которое может быть использовано для последующих структурных построений.

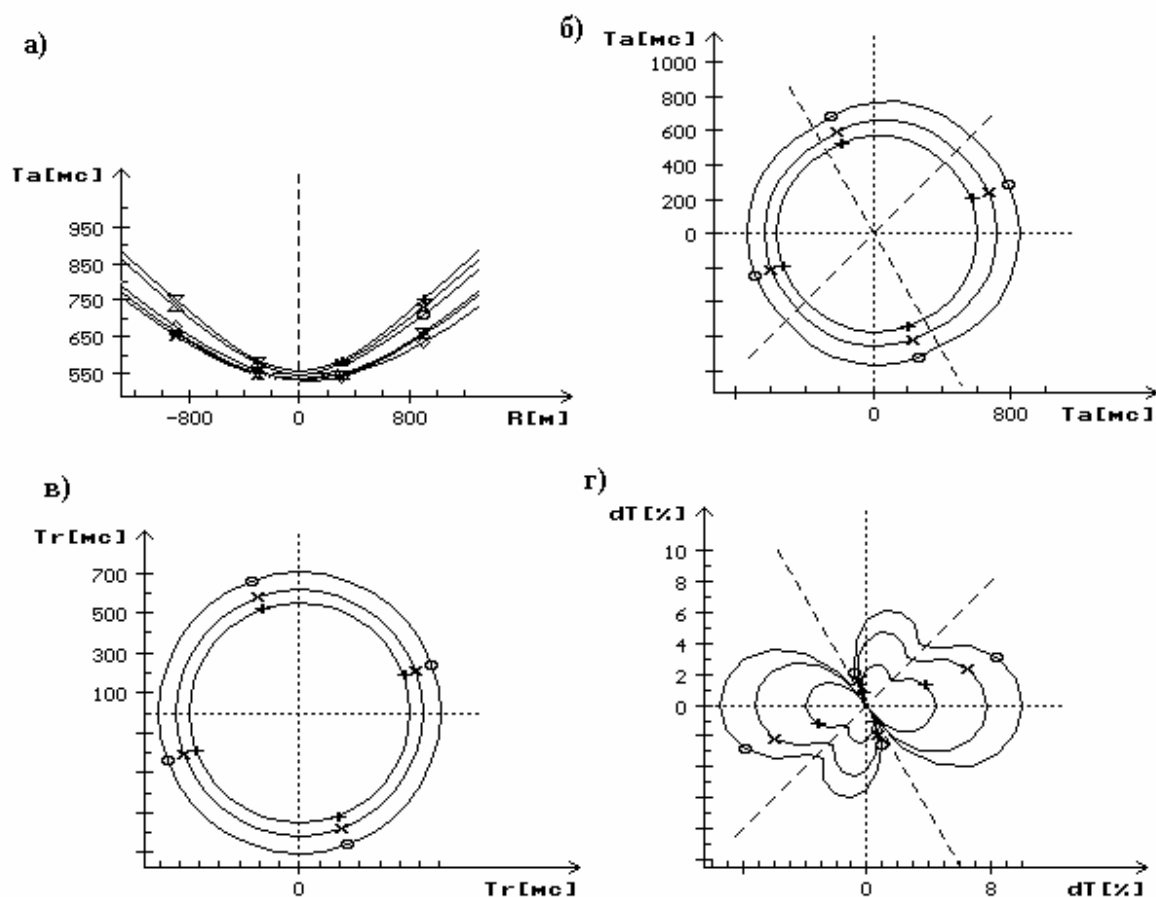


Рис. 5.2. Последовательность процедур обработки площадных наблюдений

Полученные результаты показывают, что при изучении азимутальной сейсмической анизотропии эта методика не менее информативна, чем методика анализа данных, получаемых на действительных круговых профилях. Более того, при наличии достаточно высокого уровня помех эта методика об-

ладает существенными преимуществами по сравнению с наблюдениями на одиночных круговых профилях.

### Список литературы

1. Бакиров В.А., Варов Е.Б., Урупов А.К., 1997, Моделирование отраженных *P*- волн для изучения зависимости азимутальной анизотропии и трещиноватости осадочных пород: Сб. тезисов докладов на Международной геофизической конференции “Москва-97”. М., 1997, с. 105-106
2. Бакиров В.А., Урупов А.К., О влиянии вертикальной трещиноватости на круговые годографы прямых и отраженных волн. – Геофизика, № 3, 1998, с. 19-25.
3. Бакиров В.А., Урупов А.К., Об оценке эффективных параметров вертикально анизотропных разрезов по данным трехмерной сейсморазведки. Тезисы докладов. XVIII Губкинские чтения. М., Нефть и газ, 1998, с. 44
4. Локцик В.В. К вопросу о квазианизотропии скоростей мелко-слоистых сред. - Геология и геофизика, 1969б № 3, с. 91–101.
5. Ляховицкий Ф.М., Невский М.В. Анализ и интерпретация годографов отраженных волн в случае поперечно-изотропных сред. Обзор. Серия региональной, разведочной и промысловой геофизики. М., ВИЭМС, 1972.
6. Ляховицкий Ф.М., Сейсмические волны в гетерогенных средах. - Междугосударственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР. М., 1988.
7. Невский М.В. Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. М., Наука, 1974.
8. Сейсморазведка. Справочник геофизика. М., Недра, 1981.
9. Сейсморазведка. Справочник геофизика / Под редакцией В.П. Номоконова./ Книга вторая. – М.: Недра, 1990.
10. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М., Наука, 1965.

11. Урупов А.К., Бакиров В.А., Изучение азимутальной анизотропии и вертикальной трещиноватости осадочных пород по данным трехмерной сейсморазведки. Тезисы докладов 3-й научно-технической конференции. «Актуальные проблемы состояния и развития нефтегазового комплекса России», М.,1999, с. 18