



Новые результаты
геофизических
исследований
на Украине

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
ГЕОФИЗИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
НА УКРАИНЕ

КИЕВ • НАУКОВА ДУМКА • 1977



2215

УДК 550.3 + 551.1

В сборнике рассматриваются некоторые вопросы глубинного сейсмического зондирования, современного движения земной коры, термометрии, гравиметрии, электрометрии и интерпретации геофизических полей. Отдельные статьи посвящены теории складкообразования в земной коре

Редакционная коллегия

С.И.Субботин (ответственный редактор),
А.П.Бондаренко, Е.Г.Булах, А.Л.Колосов,
А.Б.Кулиничков, Ю.Б.Кравченко, Т.С.Лебедев
(зам. ответственного редактора), В.Д.Омель-
ченко (ответственный за выпуск), М.Ф.Скопи-
ченко, В.Б.Соллогуб, М.И.Толстой, А.В.Чеку-
нов, М.В.Чирвинская, А.А.Юньков, Б.М.Тонко-
ног (ответственный секретарь)

Редакция информационных изданий

Н 20804 - 265
М221(04)-77

В.И.Сомов
(УкрНИГГи, Львов)

СОВРЕМЕННЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ
ЗАПАДНЫХ РАЙОНОВ УКРАИНЫ

Уровень развития существующих инструментальных материалов позволяет начать изучение пространственных и временных изменений направленности и интенсивности современных вертикальных деформаций земной коры на всей территории советской части Карпатского региона, включающей Карпаты, Закарпатский внутренний прогиб, Предкарпатский передовой прогиб и юго-западную полосу Восточно-Европейской платформы.

В 1972 г. было завершено повторное нивелирование I кл. по периметру полигона Золочев - Рахов - Коломыя - Тернополь - Золочев. Следовательно, на территории западных областей Украины было проведено второе повторное нивелирование.

Первое точное нивелирование было выполнено Венским военно-географическим институтом в 1882-1891 гг. [7], второе высокоточное измерение - Пражским военно-географическим институтом и Министерством общественных работ в Чехословакии (в Закарпатье) и Министерством путей сообщения Польши (в Предкарпатье) в 1924-1937 гг.

Детальное изучение методов трех последних нивелирований и технических данных применявшихся приборов, вычисление случайных и систематических ошибок проводились нами ранее [4]. В 1972 г. закончен анализ нивелирования, проложенного в 1961-1971 гг. Вычисление возможных ошибок определений относительных значений скорости при последовательном сопоставлении измерений позволило принять окончательное решение о возможности использования перечисленных нивелирований для получения количественных характеристик вертикальных деформаций земной коры. Результаты геолого-геоморфологических обследований, проведенные в 1968 г. сотрудниками Института географии АН СССР Д.А.Лилиебергом и Н.С.Благоволиным, показали, что инженерно-геологический фактор I не влияет на устойчивость большинства нивелирных знаков, используемых для определения интенсивности движений. В качестве исходных данных для вычисления абсолютных значений скорости современных вертикальных движений земной коры использованы ее значения в пунктах Тернополь и Золочев ($+2,8 \pm 1,1$ мм/год).

На рис.1-3 представлены три карты современных вертикальных движений земной коры, построенные для изучаемой территории за разные временные интервалы.

Первая карта (рис.1) составлена на основе использования данных нивелирований 1882-1891 и 1924-1937 гг. по полигонам Тернополь - Коломыя -

Дулибы - Рава-Русская - Золочев - Тернополь (870,2 км) и Коломыя - Деловое - Батево - Дулибы - Коломыя (623,1 км). Невязка скорости в первом полигоне составляет -0,3 мм/год, во втором - +2,5 мм/год. Разрывы в кривой скорости имеют место только во втором полигоне - +2,5 мм/год, а разрывы в кривой скорости - только во втором полигоне в горной части Карпат на участках Бескид - Воловец (9 км) и Деловое - Коломыя (139,8 км). Полигоны уравновешены по способу В.В.Попова.

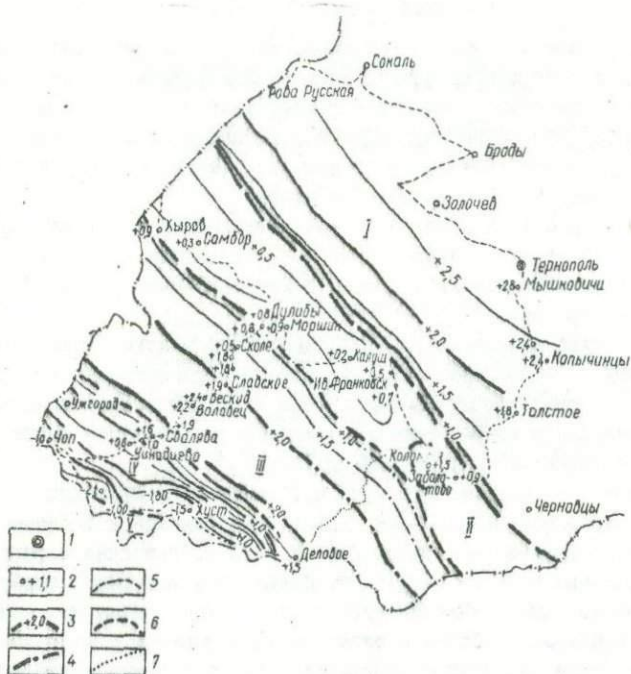


Рис.1. Карта современных вертикальных движений земной коры западной части СССР для периода (1882-1891) - (1924-1937) гг.: I - исходные пункты вычисления абсолютной скорости [87]; 2 - значения скорости в отдельных пунктах; 3 - изолинии скорости (мм/год); 4 - то же, предполагаемые; 5 - полигон повторного нивелирования; 6 - геологические границы крупных структурных единиц Карпатского региона (I - краевая часть Восточно-Европейской платформы; II - Предкарпатский передовой прогиб; III - Карпаты; IV - Закарпатский внутренний прогиб; V - Паннонская впадина); 7 - разрывы в полигоне.

Подсчет ошибок относительной скорости в пунктах Дулибы (узловой пункт в Предкарпатье) и Деловое (в Закарпатье) производился по формуле

$$m_v = \frac{\sqrt{(v_1^2 + v_2^2)} \Delta t}{\Delta t}$$

равной $+1,3$ мм/год, в определяемые значения скорости современных движений введена поправка пропорционально его удаленности от исходного пункта. Исходным пунктом служила стенная марка, заложенная в здании костела в с. Яблонов (в $55,9$ км к югу от Тернополя), для которой $\bar{v} = +2,8 \pm 1,1$ мм/год. Значения относительных изменений скорости в пунктах Коломня ($-1,1$ мм/год), Рахов ($-1,7$ мм/год), Батеве ($-3,1$ мм/год) и Деловое ($-1,0$ мм/год) определены с ошибкой $\pm 0,4-0,6$ мм/год.

Преимуществом представленных карт, в отличие от ранее предлагавшихся их вариантов [1, 2, 4], является то, что количественные характеристики современных деформаций земной коры для всей изучаемой территории получены на нивелирований, исполненных в каждую отдельную эпоху. Для вычислений скорости современных движений земной коры в разных частях региона привлекались материалы нивелирований, продолженных в различное время.

Построенные карты отличаются также абсолютным значением современных движений земной коры. Это обусловлено тем, что в качестве исходных данных при их составлении использованы абсолютные значения скорости, приведенные на карте современных вертикальных движений земной коры на территории Восточной Европы (масштаб 1:2 500 000), которая демонстрировалась на XV Генеральной ассамблее Международного геодезического и геофизического союза в 1971 г. [6].

Сравнение карт (см. рис. 1-3) позволяет заключить, что за 80-летний период (см. рис. 3), а также за первую его половину (рис. 1) Карпаты испытывали поднятие по отношению к предгорьям с максимумом скорости в наиболее высокогорной части. На карте, соответствующей 44-летнему периоду (см. рис. 1), возрастание скорости к срединной части Карпат на обоих склонах разное: большее на северо-восточном и незначительное на юго-западном.

Во второй половине периода (см. рис. 2) наблюдается уменьшение скорости воздымания Карпат по отношению к северо-восточным предгорьям с минимумом в высокогорной части. На юго-западном склоне отмечается поперечная к простираению горной системы зональность в распределении интенсивности современных движений с возрастанием темпа поднятий к Раховскому кристаллическому массиву. В этот период поднятие захватывает весь Закарпатский прогиб.

На третьей карте (см. рис. 3) наблюдается резкое расхождение градиента движений на разных склонах Карпат. На северо-восточном склоне до района Лавочное дифференциация движений практически отсутствует; на юго-западном до района Сколарское скорость поднятий от прогиба к центру Карпат возрастает до 2 мм/год.

Таким образом, на фоне общего воздымания Карпат северо-восточный и юго-западный склоны сохраняли направленность движений в течение всего рассматриваемого периода при незначительных колебаниях их интенсивности. В Предкарпатском передовом прогибе и предгорьях юго-западного склона также сохранялась та же направленность движений (поднятия). Впадины За-

карпатского внутреннего прогиба характеризуются изменением знака движений (опускание сменилось поднятием). Однако в связи с тем, что амплитуда опускания в первый период была больше, чем амплитуда поднятия во второй, в Чопской и Солотвинской впадинах фиксируются отрицательные значения скорости современных движений для суммарного периода.

На кривых скорости современных движений земной коры, составленных для различных периодов по трем параллельным профилям повторного нивелирования Любачев (ПНР) - Хиров - Ольшаница (ПНР), (Львов - Бескид и Тернополь - Святин - Ворохта), пересекающим тектонические зоны Предкарпатъя, наблюдается в общих чертах одинаковая картина. Четко отмечается убывание скорости современных движений к краевой части Восточно-Европейской платформы и относительное опускание внешней зоны Предкарпатского прогиба. Относительно последней внутренняя зона оказывается приподнятой. Устойчивое поднятие примыкающей к внутренней зоне прогиба части Скибовой зоны Карпат подтверждается данными повторного нивелирования. Это позволило в связи с разреженностью сети геодезических знаков провести изолинии скорости современных движений земной коры на участке Коломыя - Ворохта, сохраняя аналогию с участком Стрый - Лавочное.

Однако сравнение профилей обнаруживает наряду с общими чертами также и весьма существенное различие, резко обозначаемое для той части платформы, которая непосредственно граничит с Предкарпатским прогибом. Первые два профиля отражают современное поднятие земной поверхности в районе Львова. На профиле Тернополь - Святин - Ворохта в аналогичном месте отмечается уменьшение скорости от прогиба к платформе, что указывает на современные подвижки земной коры вдоль поперечных по отношению к карпатскому простиранию глубинных нарушений в краевой части Восточно-Европейской платформы.

Наибольшая мощность земной коры под Карпатами составляет около 65 км, причем "корни гор" имеют асимметричное строение и сдвинуты к северо-востоку относительно оси горной системы и соответствуют частично Скибовой зоне Карпат и внутренней зоне Предкарпатского передового прогиба: К востоку и к западу от области "корней гор" мощность земной коры уступообразно уменьшается [5]. Указанную особенность хорошо отражают все три профиля повторного нивелирования, на которых внутренняя зона прогиба и примыкающая к ним часть Скибовой зоны Карпат характеризуются одинаковой скоростью современных поднятий. К северо-востоку и юго-западу от этой зоны современных поднятий интенсивность движений изменяется.

Сделанные выводы подтверждаются изучением современных вертикальных движений земной коры вдоль профиля Заболотов - Стрый - Хиров, полностью расположенном в Предкарпатском передовом прогибе. Для периода (1886-1891) - (1931-1934) гг. здесь отчетливо фиксируется приподнятый Коломыйский блок и увеличение скорости современных движений при переходе от внешней зоны к внутренней зоне Предкарпатского передового прогиба. Данные по этому профилю указывают на то, что до Ивано-Франковска сохраняют-

ся опускание внешней зоны Предкарпатского прогиба относительно краевой части Восточно-Европейской платформы.

Результаты проведенных исследований значительно расширили территорию современного поднятия, выявленного в районе Львова. Западная его граница совпадает с краевой частью Восточно-Европейской платформы, южная определяется серией глубинных разломов, проведенных по геофизическим данным южнее Ивано-Франковска [3, 6]. Восточная граница будет установлена при последующем анализе материалов геодезических измерений. В пределах выделенного поднятия максимальные скорости движений земной коры (+3,1 мм/год) отмечаются в пункте Рава-Русская.

Л и т е р а т у р а

1. Гофштейн И.Д. Карта швидкості сучасних рухів земної кори регіону Радянських Карпат. - ДАН УРСР, 1971, сер. Б, № 2.
2. Гофштейн И.Д., Сомов В.И. Карта современных вертикальных движений земной коры Западной Украины. - В кн.: Современные движения земной коры. Таллин, Изд-во АН ЭССР, 1972.
3. Доленко Г.Н. Геология нефти и газа Карпат. К., Изд-во АН УССР, 1962.
4. Сомов В.И. Современные вертикальные и горизонтальные движения земной коры Карпат. - В кн.: Новые геофизические исследования на Украине. К., "Наукова думка", 1969.
5. Саллогуб В.Б., Чекунов А.В., Ливанова Л.П. и др. Глубинное строение земной коры Восточных Карпат и прилегающих районов Украины по данным ГСЗ. - В кн.: Геофизические исследования строения земной коры юго-восточной Европы. Верхняя мантия, вып. 5. К., "Наукова думка", 1967.
6. Суоботин С.И. Глубинное строение Советских Карпат. К., "Наукова думка", 1955.
7. Astronomisch-geodatischen Arbeiten des K.Militär-geographischen Institutes in Wien, X, Wien, 1899.
8. Boulanger Yu. and other. Summary map of the recent vertical crustal movements for Eastern Europe. XV Assembly of the IVGG, Moscow, 1971.

УДК 551.243.08:622.83.03

В.В.Кудельский, М.И.Бородулин
(Трест "Днепрогеофизика" МГ УССР, Днепропетровск)

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ДОНБАССЕ С ГЛУБИНЫМИ РАЗЛОМАМИ

К динамическим явлениям в Донбассе относят выбросы угля и газа, поднятия и выбросы пород. В настоящее время 87 шахт бассейна разрабатывают 240 выбросоопасных шахтопластов в Центральном, Донецко-Макеевском, Чистяково-Снежнянском, Боково-Хрустальском, Алмазно-Марьевском, Салазневском, Краснодонском, Белокалитвенском, Каменско-Гундоровском и Краснодонском геолого-промышленных районах. Всего в Донбассе зарегистрировано свыше 3800 выбросов угля и газа, из которых около 2100 внезапные. Выбросоопасными являются угольные пласты практически всех продуктивных свит среднего, а также пласт η_7 свиты C_3^1 верхнего карбона (шахта им. Артема, Центральный р-н). Согласно ГОСТ 8180-59, угли этих пластов представлены самыми различными марками (от Г до ПА и А) и технологическими группами.

Кроме выбросов угля и газа, в горизонтальных и вертикальных горных выработках на глубинах от 90 до 911 м отмечаются поднятия каменноугольных пород (аргиллитов, алевролитов, песчаников и известняков), залегающих в подошве выработок [25].

Увеличение объемов горнопроходческих работ на больших глубинах вынудило новый вид динамических явлений — выбросы пород (песчаников). За период с 1955 по 1974 г. на глубинах от 704 до 1237,6 м зафиксировано около 2000 выбросов песчаников в 12 глубоких шахтах Донецко-Макеевского, Центрального, Красноармейского и Алмазно-Марьевского районов. Выбросоопасными считаются 16 пластов песчаников свит C_2^3 , C_2^5 , C_2^6 и C_2^7 среднего карбона мощностью от 2,6 м (песчаник $z_1^1 3z_2^2$, шахта "Октябрьский рудник") до 70 м (песчаник $A_4^1 SA_7$, шахта "Петровская - Глубокая"). Все шахты, где отмечались выбросы песчаников, расположены в районах распространения углей марок Г, Ж и К. По генетической принадлежности выбросоопасные песчаники причислены преимущественно к аллювиально-дельтовому комплексу; иногда выбросы отмечаются и в прибрежно-морских песчаниках [13].

Необходимо отметить, что динамические явления в большинстве случаев сопровождаются выделением метана, концентрация которого в рудничном воздухе может достигать 6-50% и зависит от интенсивности динамического явления и количества подаваемого в забой воздуха.

Как показывает опыт эксплуатации и строительства шахт в Донецком бассейне, динамические явления резко ухудшают условия безопасного ведения работ, снижают производительность труда, сдерживают темпы проведения горных выработок. Существует множество гипотез, объясняющих природу динамических явлений. Обстоятельный анализ их впервые дан в работе [23]. Почти все исследователи основной причиной динамических явлений считают разрядку аномально высоких напряжений в угольном или породном массиве при внедрении в него горной выработки. Однако вопрос о причинах самих напряжений и их аномалий в угленосной толще остается до сих пор дискуссионным.

Гравитационные гипотезы [1, 4], отводившие активную роль в инициировании динамических явлений давлению лежащей выше толщи горных пород, не в состоянии объяснить факт появления выбросов угля и газа на глубине всего лишь 155 м от поверхности (шахта № 12 "Ольховатка"), где напряжения веса пород с учетом коэффициента концентрации напряжений в зоне опорного давления не превышают 80 кг/см^2 . Еще меньшие глубины выбросов угля и газа отмечены на Бгоршинском месторождении (120 м) и в Мечекском бассейне в Венгрии (100 м). Г. Д. Вфремов [12] для объяснения выбросов песчаников, временное сопротивление сжатию которых составляет 1140 кг/см^2 , принимает коэффициент концентраций напряжений на контуре забоя выработки равным не 2, как это общепринято, а 3. Однако и значение $3\gamma H$ (γ — средневзвешенный объемный вес пород, равный $0,0025 \text{ кг/см}^3$; H — глубина, м) оказывается недостаточным для разрушения столь прочных пород на глубине 915 м

(шахта им.Поченкова). Поэтому автор прибегает к помощи динамического коэффициента концентрации напряжений и таким образом получает значение 67 Н. В работе [9] показана неправомерность применения динамического коэффициента, поскольку динамический эффект проявляется при ударе, а не при мгновенном перераспределении напряжений внутри статически нагруженной системы.

Авторы работы [19] совершенно справедливо считают, что если бы причиной динамических явлений были гравитационные силы, то на современных глубинах разработки в Донецком бассейне они были бы повсеместными, чего не наблюдалось в действительности.

Газовые гипотезы [5, 18] наиболее уязвимы при подсчете максимально возможной энергии газа, находящегося под давлением в угольном пласте или породном массиве, и сопоставлении ее с работой выброса. Как показывают расчеты [2], максимально возможная энергия изотермически расширяющегося газа, заключенного в выбросоопасном песчанике, почти в 15 раз меньше интегральной работы выброса. К такому же выводу пришли и другие исследователи [7].

Значительно распространена гипотеза В.В.Ходота [23], названная "энергетической теорией", согласно которой напряженность угольного пласта, обуславливающая энергию выбросов, создается за счет веса толщ горных пород, залегающих над пластом, и давления газа, заключенного в угле. Гипотеза впервые относит к факторам, существенным для возникновения выбросоопасной ситуации, свойства самого угля (пористость, газопроницаемость; сорбционная метанемкость, скорость газотдачи, механические свойства). К сожалению, в этой гипотезе совершенно не учитываются силы тектонического происхождения.

В породах, вмещающих угольные пласты, по мнению И.М.Печук [20], сохранились значительные упругие деформации, а следовательно, и остаточные напряжения, обусловленные палеотектоническими движениями. При ведении горных работ эти породы распрямляются, в результате чего возникает аномально высокие тангенциальные напряжения, которые и являются причиной выбросов. Следует отметить, что автор не учитывает роль газа, заключенного в выбросоопасном пласте, в выносе выброшенного угля в том случае, если его энергия из потенциальной переходит в кинетическую. Гипотеза И.М.Печук вызывает возражения со стороны некоторых исследователей, полагающих, что остаточные тектонические напряжения релаксировались в течение длительного геологического времени [18]. По нашему мнению, литологическая неоднородность каменноугольных пород, обладающих существенно различными физико-механическими и реологическими свойствами, создает реальные предпосылки для сохранения таких напряжений при условии превышения скорости их возникновения над скоростью релаксации [13].

Авторы работ [15, 24, 25] причиной аномально высоких напряжений пород угленосной толщи, а значит, и динамических явлений считают современные тектонические движения. Наличие вертикальных движений земной коры

в Донбассе установлено повторными высокоточными нивелировками реперов по линиям железных дорог [15], а также геоморфологическим методом [21]. Максимальная скорость поднятий (+4 мм/год) отмечена в районе ст. Алмазная, а опусканий (-4,6 мм/год) - в районе г. Константиновка. Анализ результатов повторных нивелировок позволил [15] наметить зоны относительных поднятий и опусканий, а между ними - так называемые зоны "контрастных движений". Для последних характерны наибольшие градиенты современных движений и связанных с ними напряжений пород угленосной толщи; именно в этих зонах, по мнению Г.А. Конькова, происходят выбросы угля и газа. На территории Донбасса выделено 26 обособленных региональных "газодинамических зон", в которых происходят выбросы угля и газа, поднятия и выбросы пород [6]. Ориентировка этих зон северо-восточная (аз. 50°).

Следует отметить, что схемы площадной региональной зональности динамических явлений [6, 15], по нашему мнению, мало отвечают реально существующим в природе соотношениям, так как выделенные ими зоны пересекают все физические поля (гравитационное, магнитное, температурное) и тектонические элементы различного порядка в палеозойском структурном этапе. Однако тектонические гипотезы вплотную подошли к решению вопроса о причинах динамических явлений. Об этом свидетельствуют данные измерений напряжений методом разгрузки, проведенных в выбросоопасных песчаниках Донбасса [8]. В результате установлено наличие значительного отклонения измеренных значений вертикальной и горизонтальной составляющих поля напряжений от вычисленных по формулам [11]. Дополнительные напряжения, которые, очевидно, имеют тектоническую природу, достигают величин 151 кг/см² для горизонтальной составляющей и 186 кг/см² - для вертикальной. Аналогичные измерения были проведены также сотрудниками МакНИИ на шахтах им. Поченкова, "Петровская-Глубокая" и № 1 - 5 "Кочегарка" [16, 18]. Анализ результатов (40 замеров в 19 скважинах) показывает, что во всех случаях измеренные значения вертикальной и горизонтальной составляющих напряжений в горном массиве выше расчетных. В II замерах, что составляет 27,5% их общего количества, измеренная величина горизонтальной составляющей напряжений превышает величину вертикальной составляющей на 13-42%. Характерно, что на шахте "Петровская-Глубокая" измеренные величины горизонтальной составляющей больше величин вертикальной во всех замерах, кроме одного, где они равны между собой [13].

Для определения напряжений в выбросоопасных угольных пластах и вмещающих их породах сотрудниками МакНИИ применялся также метод гидро-разрыва [17], результаты которого хорошо согласуются с результатами метода разгрузки и показывают, что в зонах выбросов напряжения в 1,5-4 раза превышают расчетные гравитационные.

Таким образом, величина напряжений в массивах горных пород обусловлена не только весом лежащей выше толщи или давлением газа, но и силами тектонического происхождения.

В настоящее время появилась возможность оценить характер связи динамических явлений с тектоническими факторами, обусловленными влиянием глубинных разломов на осадочную толщу в Донецком бассейне. Так же как и автор работы [22], под глубинными разломами мы понимаем трещины (системы трещин) в земной коре, которые являются границами ее крупных блоков. Они представляют собой наиболее долгоживущие и тектонически активные участки земной коры, ширина которых может достигать 10 - 20 км. Известно, что глубинные разломы оказывают существенное влияние на распределение мощностей и фазий осадочных образований в пределах ограничиваемых ими блоков. Вертикальные движения блоков в зонах глубинных разломов являются источником тех внешних сил, которые воздействуют на осадочную толщу. Поскольку не все исследователи поддерживают концепцию влияния сил тектонического характера на динамические явления, целесообразно сопоставить участки распространения динамических явлений в шахтах Донбасса с системами глубинных разломов.

В последние годы в Донецком бассейне выполнены региональные исследования методом глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ) по сети профилей, расположенных на расстоянии около 100 км друг от друга. В результате работ изучена мощность осадочной толщи, глубина залегания дорифейского фундамента, строение глубоко залегающих границ в консолидированной коре и поверхности Мохоровичича, а также выявлен ряд глубинных разломов мантийного заложения [3, 4, 10]. Ориентировка глубинных разломов относительно сети географических координат позволяет объединить их в три системы со следующими азимутами простираний: 1) 0-270°; 2) 20-290°; 3) 45-315°. Выделенные системы разломов хорошо согласуются с направлениями трещин квиважа и разрывами различного порядка в палеозойском структурном этаже, что свидетельствует об общности их природы и унаследованности тектонических движений на всех этапах геологического развития Донецкого бассейна [3, 4].

На рисунке показаны схема глубинных разломов мантийного заложения и расположение в плане всех установленных в пределах Донецкого бассейна участков, где отмечались выбросы угля и газа, поднятия и выбросы пород. Каждый участок объединяет группу динамических явлений без учета их частоты проявления и интенсивности, что обусловлено масштабом рисунка. Участки шахтных полей, на которых динамические явления не отмечались, здесь не показаны. Как видно из рисунка, подавляющее большинство участков совпадает с зонами глубинных разломов. При этом наблюдаются следующие особенности. Участки выбросов в основном располагаются вдоль глубинных разломов, иногда тяготеют к узлам пересечения глубинных разломов. Кроме того, отмечено, что вдоль одного и того же глубинного разлома выбросы происходят не повсеместно. Незначительное количество участков выбросов не совпадает с глубинными разломами и расположено вблизи от них.

Наибольшее количество динамических явлений связано с субширотным (аз. 290°) глубинным разломом Главного антиклинала, что по существующей

схеме районирования соответствует Центральному геолого-промышленному району. В этом районе зарегистрировано около 2300 внезапных выбросов угля и газа. Из 518 разрабатываемых шахтопластов 213, или 41%, отнесены к выбросоопасным. Именно здесь произошел крупнейший в мировой практике выброс интенсивностью 14630 т угля (шахта им. Гаевского, 1969 г). При этом выделилось свыше 0,25 млн. м³ метана. Значительное число выбросов отмечено в зонах других разломов субширотного простирания — Южно-Ворошиловградского и Южно-Донецкого. В плане палеозойского структурного этажа этим разломам соответствуют северная и южная зоны мелкой складчатости.

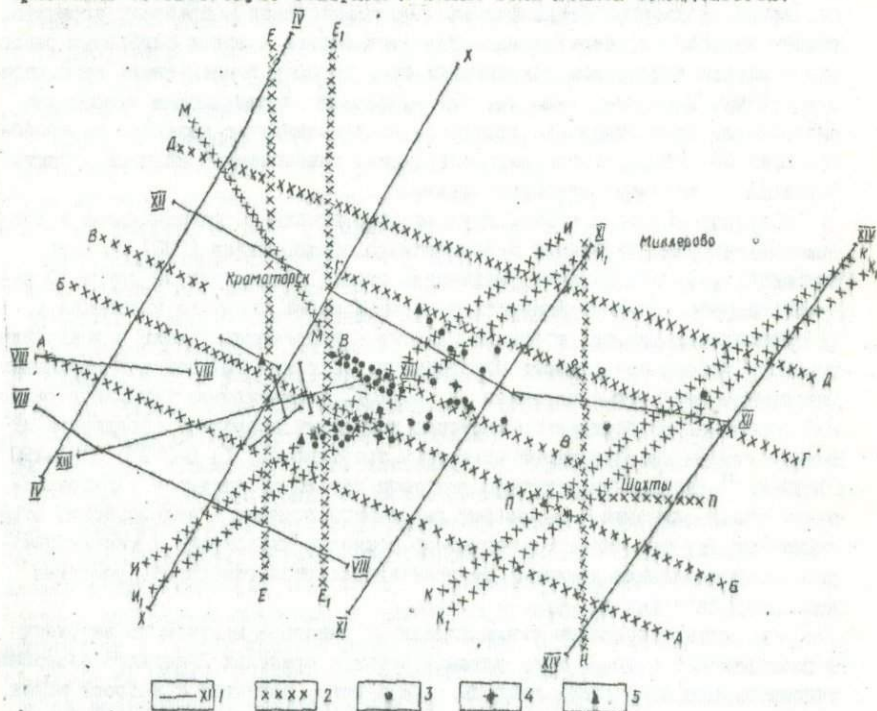


Схема глубинных разломов Донецкого бассейна и участки динамических явлений: 1 — профили ГСВ; 2 — глубинные разломы; 3 — группы участков выбросов угля и газа; 4 — участки поднятий пород; 5 — участки выбросов песчаника.

Глубинные разломы: А — Передовой; Б — Южно-Донецкий; В — Главного антиклинала; Г — Южно-Ворошиловградский; Д — Краснорешетский; Е, Е₁ — Керченско-Славянские; И, И₁ — Волноваско-Чарнухинские; К — Балакалитвенские; Л — Лисичанский; М — Дружковский; Н — Ровенский.

Все параллельные разломы простирания 290°, расположенные к югу от разлома Главного антиклинала, имеют северное, а разломы к северу от него — южное падение. Углы падения увеличиваются от разлома к разлому к центральной части бассейна, где расположен разлом Главного антиклинала, имеющий северное падение. В палеозойском структурном этаже этот разлом

фиксируется одноименной стержневой структурой Донбасса — Главным антиклиналом. Приуроченность небольшого количества выбросов угля и газа к крыльям последнего и их большая интенсивность, вероятно, обусловлены локализацией максимальных сжимающих напряжений в центре бассейна, т.е. в зоне изменения падения глубинных разломов.

Из разломов северо-восточного (аз.45°) простирания наиболее активна по динамическим явлениям зона Волноваско-Чернухинского глубинного разлома, особенно юго-западная ее часть, вблизи пересечения с Южно-Донецким разломом. В плане палеозойского структурного этажа эта зона подчеркивается множеством оближенных антиклинальных складок и флексур Донецко-Макеевского района: Петровской, Ветковско-Горловской, Чайкинской, Калиновской и Ясиновско-Ждановской. Кроме выбросов угля и газа, по количеству которых Донецко-Макеевский район уступает лишь Центральному, здесь зарегистрировано около 2000 выбросов песчаников, из которых 1800, или 90%, приходится на шахту "Петровская-Глубокая". Выбросы песчаников имели место вблизи пересечения зоны Волноваско-Чернухинского разлома с восточной ветвью меридиональной зоны Керченско-Славянского глубинного разлома. Небольшое количество выбросов угля и газа отмечено в северной части другого разлома северо-восточного (аз.45°) простирания — Белокалитвенского.

С западной ветвью широкой зоны меридионального (аз.360°) Керченско-Славянского глубинного разлома связаны выбросы песчаников на шахте "Красноармейская-Капитальная". Выбросы угля и газа и поднятия пород отмечены в северной части другого разлома меридионального простирания — Ровенского.

Результаты сопоставления показывают, что латеральная зональность динамических явлений в донецком бассейне контролируется зонами глубинных разломов мантийного заложения. Исключение составляют выбросы угля и газа, отмеченные в блоках, расположенных к югу и к северу от разлома Главного антиклинала и ограниченных соответственно Южно-Донецким и Южно-Ворошиловградским глубинными разломами. В плане палеозойского структурного этажа места проявления этих выбросов приурочены к крыльям крупных синклинальных складок — Боково-Хрустальской, Должанско-Сулинской и Чистяково-Снежнянской, оси которых ориентированы параллельно простиранию указанных глубинных разломов. Можно предположить, что эти внутрив блоковые структуры находятся в состоянии горизонтального сжатия, обусловленного вертикальными движениями соседних блоков по ограничивающим их глубинным разломам. Ось максимального сжатия, вероятно, перпендикулярна к осям складок.

Таким образом, сопоставление положения глубинных разломов с участками выбросов свидетельствует об их пространственной общности. Это совпадение позволяет считать, что пространственная взаимосвязь имеет генетическую основу.

Обобщая изложенное, можно сделать следующие выводы.

1. Большинство участков, где отмечаются динамические явления, пространственно совпадают с зонами глубинных разломов, что подтверждает их генетическую связь с тектоническими факторами.

2. Латеральная зональность динамических явлений в Донецком бассейне контролируется системами глубинных разломов мантийного заложения.

3. Вероятно, в зонах глубинных разломов поля напряжений неоднородны, в результате чего в различных блоках величина напряжений может быть неодинакова по интенсивности. Это позволяет объяснить зональность проявлений выбросов вдоль одного и того же глубинного разлома.

4. Гипотезы, объясняющие природу динамических явлений с позиций гравитационных сил, давления газов или тектоники верхних горизонтов, рассматривают ограниченное количество факторов, которые являются лишь следствием влияния глубинных разломов на осадочную толщу.

Л и т е р а т у р а

1. Белов В.И. К вопросу внезапных выбросов газа и угольной мелочи при эксплуатации угольных пластов, ч. I. Изд. Донецкого индустр. ин-та, Донецк, 1956.

2. Бобров И.В. Выбросы породы при проведении горных выработок в Донецком бассейне. - Труды МАКНИИ, 1965, т. XVII.

3. Бородулин М.И. Особенности методики региональных сейсмических исследований и результаты изучения глубинной структуры Донецкого бассейна. - Всп. МОИП, 1973, отд. геолог., вып. 6.

4. Бородулин М.И. Системы глубинных разломов Донбасса и их характеристика по данным глубинного сейсмического зондирования. - Геологич. журн., 1974, т. 35, вып. 5.

5. Быков Л.Н. О природе внезапных выбросов полезных ископаемых в шахтах. - Труды МАКНИИ, 1963, т. XV.

6. Вередя В.С., Юрченко Б.К. К вопросу о возможных причинах выбросов угля, газа и пород в Донецком бассейне. - В кн.: Вопросы теории выбросов угля, газа и пород. К., "Наукова думка", 1973.

7. Волошин Н.Е., Тарасьев В.И. Борьба с выбросами породы в шахте "Донбасс", Донецк, 1968.

8. Галушко П.Я. О природе внезапных выбросов породы на шахте "Шагловка-Глубокая". - Уголь Украины, 1964, № 2.

9. Галушко П.Я. Проблема заслуживает серьезного обсуждения. - Уголь Украины, 1969, № 2.

10. Гаркаленко И.А., Бородулин М.И. Глубинная тектоника Донецкого бассейна. - Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 46.

11. Динник А.Н. О давлении горных пород и расчет крепи вертикальной шахты. - Инженерный работник, 1925, № 7.

12. Ефремов Г.Д. Гипотеза образования внезапных выбросов породы в выработках глубоких шахт. - Уголь Украины, 1966, № 1.

13. Забугайло В.Е., Широков А.З., Белый И.С., Кудельский В.В., Моссур В.А., Рудометов Б.П. Геологические факторы выбросоопасности пород Донбасса. К., "Наукова думка", 1973.

14. Карпов А.М. К вопросу о разработке пласта, подверженного внезапным выделениям метана. - Уголь, 1938, № 8-9.

15. Коньков Г.А. Зависимость горного давления от современных тектонических движений и напряжений. - Уголь Украины, 1965, № II.

16. Кульбачный А.Н., Волошин Н.Е., Недашковский И.В., Сирота О.И. Исследование напряжений в выбросоопасных породах глубоких шахт Донбасса. - Шахтное строительство, 1967, № 8.

17. Недашковский И.В., Недвига С.Н. Исследование напряженного состояния выбросоопасных пластов методом гидропарыва и разгрузки. - В кн.: Вопросы теории выбросов угля, газа и пород. К., "Наукова думка", 1973.

18. Николин В.И., Меликсетов С.С., Баркович И.М. Выбросы породы и газа. М., "Недра", 1967.
19. Осипов С.Н., Волошин Н.В. О природе выбросов в горные выработки. - В кн.: Вопросы теории выбросов угля, газа и породы. К., "Наукова думка", 1973.
20. Печук И.М. О причинах выбросов. - В кн.: Вопросы теории внезапных выбросов угля и газа. М., Изд-во АН СССР, 1959.
21. Филькин В.А. Опыт составления карты современных движений земной коры на территории Донбасса. - В кн.: Современные движения земной коры, 1968, № 3.
22. Халин В.В. Общая геотектоника. М., "Недра", 1964.
23. Ходот В.В. Внезапные выбросы угля и газа. М., Госгортехиздат, 1961.
24. Шатилов В.А. Зональность внезапных выбросов угля и газа в шахтах Донбасса. М., Госгортехиздат, 1962.
25. Шатилов В.А. Внезапные поднятия и выбросы пород на шахтах. К., "Техніка", 1972.

УДК 550.831

В.Д.Омельченко

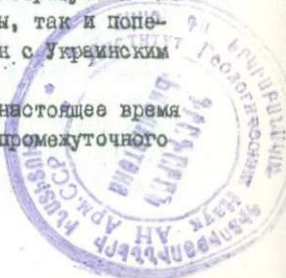
(Институт геофизики АН УССР, Киев)

О ПРИРОДЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СЛОЯ В ДНЕПРОВСКО-ДОНЕЦКОЙ ВПАДИНЕ

22/5
Изучение строения земной коры и верхней мантии имеет большое практическое и теоретическое значение, поскольку выяснение закономерностей в распределении структур и связанных с ними накоплений полезных ископаемых невозможно без исследования глубинных частей земной коры. Начиная с 1960 г. на территории Днепроовско-Донецкой впадины и Донецкого прогиба проводятся исследования строения земной коры методом ГСЗ - КМШВ.

В результате были построены структурные разрезы по профилям: Царичанка - Богодухов I, Шевченко - Близнецы УI, Югайск - Сватово X, Новоазовск - Титовка XI, Диканька - Дружковка - Свердловск XII и Гуляй-поле - Горловка XIII и тектонические схемы: по поверхности Мохоровичича (Сологуб, 1970), по поверхности кристаллического фундамента (Чирвинская и др., 1961) и (Гаркаленко, Бородулин, 1970), установлено наличие хорошей корреляционной связи между положениями Красноречного краевого разлома и нефтегазонасыщенными структурами в осадочной толще (Бородулин, Омельченко, 1971), отмечена зависимость аномального значения гемма от положения глубинного разлома, исследованы корреляционные связи между отдельными слоями в земной коре и мощностью земной коры (Чекунов, 1970), выделен промежуточный слой в земной коре с пластовой скоростью 5,8-6,1 км/сек и граничными скоростями, по кровле слоя $V_1 = 5,8-6,1$ км/сек и по подошве - $V_2 = 6,3-6,6$ км/сек. Данный промежуточный слой характеризуется переменной мощностью как вдоль Днепроовско-Донецкой впадины, так и поперек последней, выклиниваясь в областях сочленения впадин с Украинским и Воронежским массивами.

Несмотря на обилие материала по данным регионам в настоящее время нет единого мнения относительно возраста выделенного промежуточного



комплекса. Одни исследователи [18, 25, 26] относят слой с пластовой скоростью 5,8–6,1 км/сек к консолидированной коре, принимая за кристаллический фундамент кровлю слоя с граничной скоростью 5,8–6,1 км/сек, другие же [5–7, 10, 16] – к нижней части осадочного чехла предположительно нижнепалеозойского – рифейского возраста, принимая за фундамент отраженно-преломляющую границу с граничной скоростью 6,2–6,6 км/сек.

В связи с этим рассматриваются вопросы как методического, так и геологического характера: особенности волновой картины, особенности изучения скоростей и физических моделей, а также возможные ошибки при этом, выясняются возможности ГСЗ – КМВ при изучении глубоко залегающих и наклонных границ, исследуются корреляционные связи между отдельными слоями в Земной коре и возможности использования их к объяснению геологической природы сейсмических границ.

Характер волнового поля

По характеру волнового поля область сочленения Днепровско–Донецкой впадины с Донецким прогибом можно разделить на три зоны. Первая зона соответствует области сочленения Украинского щита, в юго-восточной части Приазовского массива, вторая – в центральной части прогиба, третья – в области сочленения Днепровско–Донецкой впадины и Донбасса с Воронежским массивом.

Первая зона. В области Украинского кристаллического щита, на юго-востоке в области Приазовского массива, преломленно-рефрагированные волны, соответствующие осадочным отложениям, прослеживаются на расстоянии 1–2 км от пункта взрыва и характеризуются кажущейся скоростью (V^*) 2–3 км/сек.

Преломленно-рефрагированные волны от поверхности кристаллического фундамента с $V^* = 5,7–6,1$ км/сек регистрируются в интервале 1,0–70 км.

Характер волнового поля резко изменяется в самой зоне сочленения с Днепровско–Донецкой впадиной или Донбассом. Области прослеживания преломленно-рефрагированных волн от осадочной толщи увеличиваются до 40 км. Кроме преломленно-рефрагированных волн, регистрируются отраженные волны со смещенными минимумами от положения пункта взрыва, соответствующие наклонным площадкам. Для преломленно-рефрагированных волн характерно смещение осей синфазности, соответствующих тектоническим нарушениям.

Вторая зона. Соответствует центральной части Донбасса и Днепровско–Донецкой впадины. В интервале до 100 км от пункта взрыва прослеживаются ряд отраженных и преломленно-рефрагированных волн, соответствующих границам в осадочной толще (рис. 2).

В интервале 3–5 км от пункта взрыва наблюдается преломленно-рефрагированная волна P_{02}^{oc} с $V^* = 5,0–5,1$ км/сек, наиболее четко прослеживаемая в районе Мечабилловского поднятия. Начиная с 17–25 км регистрируется волна P_{03}^{oc} с $V^* = 5,5–5,6$ км/сек. Идентичность кажущихся скоростей по прямым и встречным годографам свидетельствует о плавном, почти

горизонтальном залегании данной границы. Волна P_{03}^{oc} наблюдается повсеместно как в Донбассе, так и в Днепровско-Донецкой впадине, но, по-видимому, из-за необеспеченной системы проследить ее по взаимным точкам невозможно.

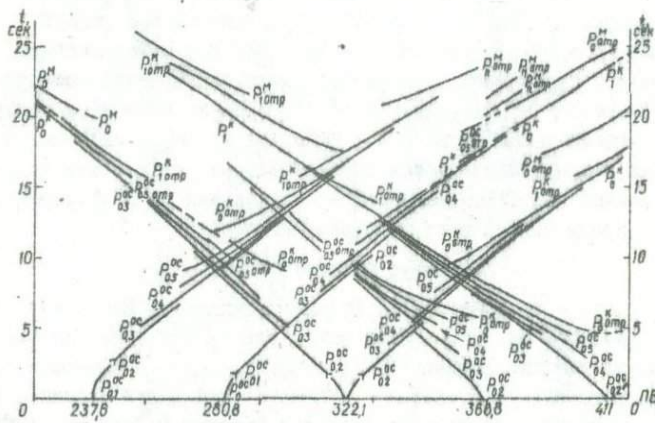


Рис. 2. Схематическое изображение волнового поля по профилю ГСЗ - КМВБ XII.

В интервале 30-80 км регистрируется волна P_{04}^{oc} с $V^* = 5,8-6,1$ км/сек. Согласно рис. 2, преломленные волны, сменяя друг друга в первых вступлениях, как бы перекрываются отраженной волной P_{03}^{K} , которая по динамическим и кинематическим особенностям наиболее интенсивная и выразительная из всех волн, прослеживающихся в данном интервале, и вполне может быть отраженной от жесткой границы, какой является кристаллический фундамент.

Кроме того, благодаря использованию методики [6] представлена возможность в некоторых случаях регистрировать докритически отраженную волну P_{03}^{K} . Волна P_{03}^{K} , как правило, уверенно прослеживается, начиная с 20 км от пункта взрыва. В некоторых случаях можно проследить ее непосредственно от пункта взрыва до области "начальной точки".

Характерно, что взаимная точка по волне P_{03}^{K} передается по профилю ГСЗ - КМВБ XII почти от Полтавы до Свердловска и хорошо увязывается с аналогичной волной по поперечным профилям ГСЗ - КМВБ с точностью до фазы.

Необходимо добавить, что данная волна P_{03}^{K} , а также соответствующая ей граница характерны только для Днепровско-Донецкой впадины и Донецкого прогиба. Наличие такой протяженной границы в гранитном оле пока еще никем не отмечалось.

В интервале 60-90 км от пункта взрыва в последующих вступлениях прослеживается преломленно-рефрагированная волна ρ_{θ}^K с $V^K = 6,3-6,6$ км/сек. На основании анализа волновой картины (см. рис.2) можно сделать вывод, что волны ρ_{θ}^K и ρ_{θ}^K относятся к одной и той же границе, которая в некоторых участках (Бахмутская впадина) является отражюще-преломляющей, а в некоторых лишь отражающей.

Волна ρ_{θ}^K интенсивнее волн $\rho_{\theta 03}^K$ и $\rho_{\theta 04}^K$ и гораздо медленнее затухает с удалением от пункта взрыва. Для волны ρ_{θ}^K граничный коэффициент поглощения α_r равен $1 \cdot 1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 2 \cdot 10^{-4}$ км⁻¹, тогда как для $\rho_{\theta 03}^K - 2 \cdot 1 \cdot 10^{-8}$ км⁻¹, а для $\rho_{\theta 04}^K - 1 \cdot 1 \cdot 10^{-8} - 7 \cdot 10^{-4}$ км⁻¹. Согласно [23, 24], волны $\rho_{\theta 03}^K$ и $\rho_{\theta 04}^K$ по параметру затухания α_r можно отнести к границам, соответствующим осадочной толще, тогда как ρ_{θ}^K с коэффициентом поглощения $1 \cdot 1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 2 \cdot 10^{-4}$ км⁻¹ можно отнести к жесткой границе, соответствующей кристаллическим породам.

Некоторые исследователи [15] неоднократно указывали на наличие слоя с низкими скоростями так называемого волновода выше границы, которая соответствует волне ρ_{θ}^K .

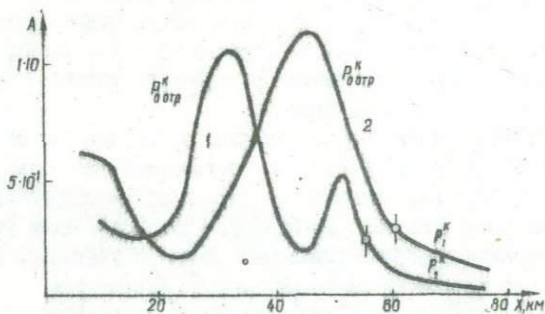


Рис.3. Амплитудные графики для волны ρ_{θ}^K .

На основании анализа амплитудных графиков (рис.3), а также данных работы [17] отметим, что при наличии слоя с пониженной скоростью над границей амплитудная кривая отраженной волны теряет выразительность, максимум амплитуды уменьшается, а область минимума расширяется. В данном же случае для Днепровско-Донецкой впадины и Донбасса таких изменений для амплитуд не наблюдается, у них отчетливо проявляются минимумы и максимумы. Поэтому можно заключить, что для данной территории выше границы, соответствующей волне ρ_{θ}^K , слой с пониженной скоростью относительно большой мощности не наблюдается.

Третья зона. Эта зона соответствует области сочленения Донецкого прогиба и Днепровско-Донецкой впадины с Воронежским массивом.

Преломленно-рефрагированные волны с $V^* = 4,5-5,5$ км/сек от границ в осадочной толще прослаиваются в интервале 5-25 км от пункта взрыва. Преломленно-рефрагированные волны от поверхности кристаллического фундамента с $V^* = 6,2-6,5$ км/сек регистрируются в первых вступлениях, начиная от 5 до 60 км от пункта взрыва, и отличаются устойчивой формой.

Упругие свойства

В процессе изучения глубинного строения Днепровско-Донецкой впадины и Донецкого прогиба было установлено [13], что кристаллический фундамент недостаточно дифференцирован по скоростям упругих волн. Характерно, что пределы граничных скоростей фундамента перекрываются пределами для осадков. Особенно это ярко выражено в областях сочленения прогибов с массивами и щитами. Как установлено [1, 12], плотности палеозоя и докембрия в общем возрастают от периферии Донбасса или Днепровско-Донецкой впадины к центру и с глубиной. Например, максимальная плотность отложений S_2 (согласно [1]) равна $2,76$ г/см³ в зоне Главного антиклинала, в то время как плотность кристаллических пород фундамента — $2,70$ г/см³. Поэтому ввиду близости пород по упругим характеристикам при исследовании глубинной структуры земной коры в тектонических зонах возможен переход с одного горизонта на другой, т.е. с фундамента на осадки и наоборот.

Поскольку упругие свойства пород используются для расшифровки природы данной границы, то представляется возможность оценить порядок скоростей, относимых к той или иной границе.

Некоторые исследователи, на наш взгляд, во-первых, не совсем обоснованно относят значение скоростей, соответствующих породам на дневной поверхности, границам, залегающим на больших глубинах (10-20 км), без учета термодинамических условий, во-вторых, при определении граничных скоростей по преломленно-рефрагированным волнам не учитывают рефракцию, которая существенно влияет на значения упругих параметров.

В работах [14, 23] при изучении осадочных, метаморфических и изверженных пород с учетом термодинамических условий было отмечено, что глинистые песчаники и алевролиты при атмосферных условиях имеют скорость сейсмических волн $2,8-4,4$ км/сек, а уже при давлении 2500 кг/см² (что соответствует глубине 15 км) достигает $5,8$ км/сек. Наибольшее увеличение скорости наблюдается в породах, сцементированных глинистым цементом.

Например, скорость сейсмических волн в известняках достигает $6,5-6,7$ км/сек при давлении 2500 кг/см². Установлено также [14], что скорость в каменной соли при давлении 2500 кг/см² равна $5,6$ км/сек.

По данным сейсмокаротажа глубоких скважин в Припятском прогибе [23] отмечено значение высокой сейсмической скорости, соответствующее отложению D_2 (до $5,9$ км/сек).

Указывалось, что волны, соответствующие кристаллическому фундаменту, в основном преломленно-рефрагированные. Поскольку волны в таком случае не скользят по границе раздела осадки — фундамент, а проникают в глубину

фундамента иногда до 5-6 км [13], то граничные скорости, определенные по ним без учета рефракции, соответствуют не скорости преломленно-рефрагированной волны вдоль границы раздела, а истинной скорости распространения волны в фундаменте на несколько больших глубинах. Ошибки за счет неучета рефракции могут быть весьма значительными.

Для оценки ошибки в определении граничной скорости преломленно-рефрагированных волн из-за неучета рефракции воспользуемся формулой (I) [13] для определения граничной скорости по способу разностного годографа

$$V_p = \frac{V_r}{1 - \alpha V_r (l + 2s - x_{н.г.})}, \quad (I)$$

где V_p - значение граничной скорости преломления рефрагированной волны (без учета рефракции); V_r - скорость вдоль границы; l - расстояние между пунктами взрыва; s - область прослеживания волны в первых вступлениях; $x_{н.г.}$ - координата начальной точки преломленно-рефрагированной волны; α - коэффициент рефракции.

$$\alpha = \frac{\Delta t}{2L},$$

где L - участок перекрытия нагоняющих годографов; Δt - разность времени на участке перекрытия.

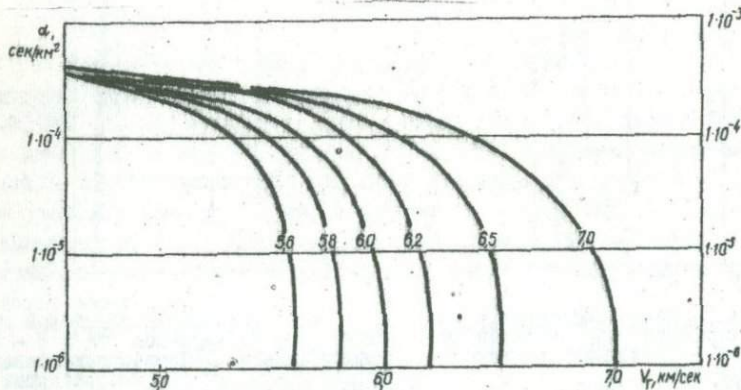


Рис. 4. Графическое изображение зависимости граничной скорости V_p от рефракции α .

Для удобства пользования формулой (I) построим номограмму соответствующей функции $V_p = f(\alpha)$. Для этого приведем формулу (I) к виду

$$V_p = \frac{1}{\frac{1}{V_r} + \alpha k},$$

где $k = l + 2s - x_{н.г.}$.

На основании номограммы (рис.4) можно сделать выводы, что даже незначительные величины коэффициента рефракции (для Днепровско-Донецкой впадины согласно волновой картине $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-4}$ сек/км - $6 \cdot 10^{-5}$ сек/км²) существенно влияют на точность определения скорости вдоль поверхности фундамента.

В результате анализа граничных скоростей по кристаллическому фундаменту Восточно-Европейской платформы отмечено, что основные значения скорости выше чем 6,1-6,3 км/сек. Анализ граничных скоростей с учетом рефракции для границ, соответствующих волнам p_{03}^{oc} , p_{04}^{oc} и p_0^k , дал следующие результаты (рис.5).

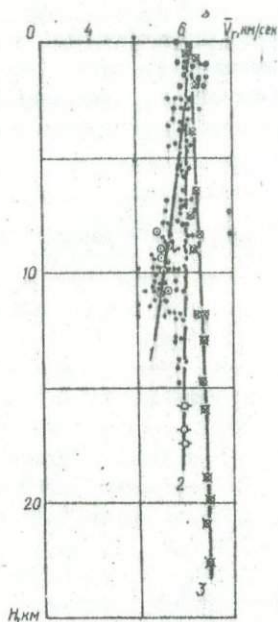


Рис.5. Изменение средней граничной скорости V_r с глубиной H : 1, 2 - осадочные границы; 3 - фундамент.

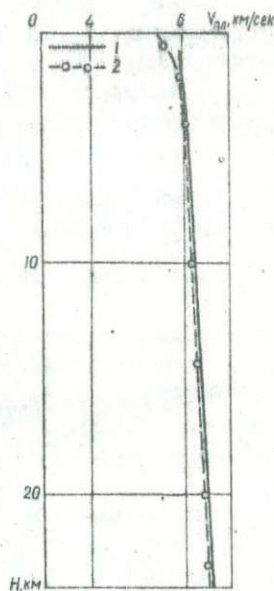


Рис.6. Изменения пластовой скорости $V_{пл}$ с глубиной H : 1 - по данным полевых сейсмических исследований; 2 - по данным лабораторных исследований для гранита.

Кривая 1 (рис.5) с глубиной уменьшает значения границы скоростей до 5,2 км/сек на глубине 10 км. Очевидно, кривая 1 в начальной части соответствует породам фундамента, а в нижней, на глубине 8-10 км, соответствует осадочным породам.

Кривая 2 не меняет значения с глубиной, причем значения граничных скоростей на поверхности и на глубине 15-18 км равны 6,0-6,1 км/сек. Это не соответствует данным лабораторных исследований пород при высоких

давлениях и температурах. Вероятно, кривая 2 в нижней части соответствует породам нижнего структурного яруса осадочного чехла. Кривая 3 плавно увеличивает значения граничных скоростей с глубиной до 6,5 км/сек на глубине 22-23 км с постоянным градиентом (в промежутке от 5 до 22-23 км - 15 м/сек/км). По характеру нарастания граничной скорости с глубиной, по значениям скоростей на соответствующих глубинах (рис.5) и по данным, представленным в [13], можно заключить, что графики соответствуют закону нарастания скорости с глубиной в условиях земных недр (по данным лабораторных исследований).

Таким образом, граничные скорости, полученные по преломленно-рефрагированным волнам, недостаточно точны, чтобы по ним можно было судить о природе сейсмической границы. Кроме того, в тектонических зонах, особенно в областях сочленения прогибов и шитов, они вообще малоэффективны, поскольку дают ложное положение границы и искаженные значения граничных скоростей.

При расшифровке природы границ и слоев основное внимание необходимо уделять пластовым скоростям, полученным согласно [7], и по отраженным волнам. На рис.6 представлено хорошее совпадение значений пластовых скоростей с данными лабораторных исследований в условиях высоких температур и давления для гранита. Можно также использовать скоростные модели, включая пластовые, а также корреляционные связи между отдельными слоями в земной коре.

Выводы

1. Промежуточный слой с пластовыми скоростями 5,8-6,1 км/сек соответствует осадочному комплексу нижнего структурного этажа. В работах [4-7, 10, 11, 24] отмечается, что в низах осадочного разреза Днепровско-Донецкой впадины возможно наличие рифейских и нижнепалеозойских образований, а промежуточный слой относится к осадочным породам и он древнее, чем средний девон (A_2). Так, в результате исследований углеводородов и вмещающих их пород [27] получены новые данные, подтверждающие наличие в пределах Днепровско-Донецкой впадины позднепротерозойских и нижнепалеозойских образований.

2. Граничные скорости по кровле промежуточного слоя с учетом рефракции составляют не более чем 5,7-6,0 км/сек.

3. Преломляюще-отражающая поверхность, подстилающая промежуточный слой, и имеющая граничные скорости 6,3-6,5 км/сек, по-видимому, относится к складчатому кристаллическому фундаменту.

4. При дальнейшем исследовании глубинной структуры Днепровско-Донецкой впадины (Донбасс) целесообразно использовать комплекс преломленно-рефрагированных и отраженных волн. Для расшифровки природы сейсмических границ и слоев необходимо применять характеристики разрезов по пластовым скоростям, рассчитанные по докритически-отраженным и по прямым рефрагированным волнам согласно методики [7].

При сопоставлении одноименных границ следует, наряду со скоростными параметрами, использовать различные характеристики сейсмических волн (затухания, коэффициенты отражения и др.).

Л и т е р а т у р а

1. Балабушевич И.А. Закономерности распределения плотности осадочных отложений Западного Донбасса. - Тр. Ин-та геол. наук АН УССР, серия геофиз., вып.2. К., "Наукова думка", 1958.
2. Вельевский Н.А. и др. О природе сейсмических слоев и границ в земной коре. - В кн.: Методика и результаты исследований земной коры и верхней мантии. М., "Наука", 1972.
3. Берч Ф. и др. Справочник для геологов по физическим константам. М., ИЛ, 1949.
4. Бондарчук В.Г. Тектоника Большого Донбасса и происхождение ровоподобных прогибов платформ. - Геол. журн., 1956, 16, № 2.
5. Бородулин М.И., Хохлов М.Т. Особенности методики изучения скоростной характеристики осадочной толщи Донбасса. - ДАН УССР, 1970, сер. Б, № 7.
6. Бородулин М.И., Хохлов М.Т. О методике сейсмических исследований и некоторые результаты изучения фундамента в Донецком бассейне. - ДАН УССР, 1970, сер.Б, № 6.
7. Бородулин М.И., Хохлов М.И., Смелеченко В.Д. Методика изучения скоростной характеристики осадочной толщи Донбасса. - В кн.: Поиски и находки. Днепрпетровск, "Промінь", 1970.
8. Вольвовский И.С. и др. Тектоника Туранской плиты. - Тр. ГИН АН СССР, вып.165. М., "Наука", 1966.
9. Вольвовский И.С. и др. Верхний структурный ярус фундамента Туранской плиты. - Советская геология, 1965, № 7.
10. Гаркаленко И.А., Бородулин М.И. О глубинном строении Донецкого бассейна по материалам геофизических работ. Третья геол. конф. "Дугинские чтения". Тезисы докл. Луганск, 1969.
11. Гаркаленко И.А., Бородулин М.И. Глубинная тектоника Донецкого бассейна. - Геофиз. сб. АН СССР, 1972, вып.48.
12. Донаседов А.Т. Об изучении физических свойств пород угленосных бассейнов СССР. - Советская геология, 1940, № 7.
13. Изучение геологического строения Восточно-Европейской платформы геофизическими методами. М., "Недра", 1971.
14. Индугный В.Ф. и др. - В кн.: Геофизические исследования на Украине. К., "Наукова думка", 1970.
15. Павлякочка Н.И. - В кн.: Геофиз. сб. АН УССР, 1971, вып.39, 42.
16. Рябой В.З. Строение земной коры и верхней мантии по профилю ГСЗ Копет-Даг - Аральское море. - Советская геология, 1966, № 5.
17. Рябой В.З. и др. - В кн.: Методика и результаты геолого-геофизических исследований земной коры и верхней мантии. М., "Наука", 1972.
18. Смелянская Т.В. Результаты работ КМІВ по изучению строения Днепровско-Донецкой впадины вдоль профиля Близнецы-Шевченко. - Геофиз. сб. АН УССР, 1968, вып.25.
19. Соллогуб В.Б. О структуре земной коры Юго-Восточной Европы. - В кн.: Геофиз. сб. АН УССР, вып.19.К., "Наукова думка", 1967.
20. Соллогуб В.Б. Физические свойства горных пород юго-западного и южного районов Европейской части СССР. К., Изд-во АН УССР, 1958.
21. Соллогуб В.Б. Об упругих свойствах горных пород Днепровско-Донецкой впадины. - Геолог. журн., АН УССР, 1954, т.ХІУ, вып.1.
22. Соллогуб В.Б. Соотношение между геологическими структурами и структурами земной коры на территории Сарматского щита и обрамляющих его районов. - В кн.: Связь поверхностных структур земной коры с глубинными. К., "Наукова думка", 1971.
23. Тыршикин С.Б. Районирование Припятской впадины по сейсмогеологическим условиям. - В кн.: Методика и геологические результаты геофизических исследований Припятской впадины. Минск, 1967.
24. Чекунов А.В. Структура земной коры и тектоника юга Европейской части СССР. К., "Наукова думка", 1972.
25. Чирвинская М.В. Внутренняя структура фундамента Днепровско-Донецкого авлакогена и ее взаимосвязь с тектоникой Украинского щита. - Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып.48.

26. Чирвинская М.В. и др. Особенности строения фундамента Днепровско-Донецкой впадины. - Геофизические исследования на Украине. К., "Техніка", 1968.

27. Шкробт Г.П., Антипов В.И. - ДАН УРСР, 1972, сер. Б, № 18.

28. Левенштейн М.Л., Павленкова Н.И. и др. - Геол. журн., 1971, № 31, вып. 2.

УДК 550.834.5

Ю.А.Васильев

(Институт нефти и газа, Ивано-Франковск)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ
ПО НЕПРОДОЛЬНЫМ ГОДОГРАФАМ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

Несмотря на важность определения скоростной характеристики исследуемой среды в пространстве, специальные приемы определения скорости по данным пространственных установок наблюдения, по существу, не разрабатываются. Представления о распределении скоростей по профилю и по площади формируются в основном по материалам продольного профилирования МОВ путем применения различных приемов погоризонтного выравнивания вдоль продольного профиля наблюдений, осреднения кривых средней скорости по площади, построения развернутых графиков, карт и схем скоростей [2]. Для способов представления скоростной характеристики исследуемой среды присущи ошибки, связанные с невыполнением допущений о строении среды, принятых при расчетах эффективной скорости по данным продольного профилирования МОВ. В этой связи могут представлять интерес способы определения эффективной скорости для пространственных установок наблюдения (непродольные профили, сейсмозондирования), полученные при следующих допущениях: 1) плоскость XOY является плоскостью наблюдений; 2) покрывающая среда однородна; 3) профили наблюдений могут быть аппроксимированы непрерывными функциями с непрерывными производными.

Случай плоской отражающей поверхности. Представим уравнение поверхностного годографа отраженной волны на плоскости XOY в виде

$$(x_s - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2 + z_0^2 = v^2 t_s^2, \quad (1)$$

где x_0 , y_0 ; z_0 - координаты мнимой точки взрыва.

Проведем на плоскости наблюдений XOY непродольный профиль, в форме которого должны быть хотя бы две точки s_1 и s_2 излома. Это условие позволяет определить в каждой точке излома профили значения полных векторов градиентов времени τ_1 и τ_2 поверхностного годографа (1). Исходя из этого можно найти на плоскости наблюдений XOY положение градиентных линий (ортогональные профили), проходящих через заданные точки s_1 и s_2 профиля. Пересечение найденных градиентных линий определяет на плоскости наблюдений XOY положение проекции Э мнимой точки взрыва. Таким образом, решая совместно уравнения градиентных линий

$$y - y_{s_1} = \frac{\tau_{1y}}{\tau_{1x}} (x - x_{s_1}) \quad \text{и} \quad y - y_{s_2} = \frac{\tau_{2y}}{\tau_{2x}} (x - x_{s_2})$$

для точек S_1 и S_2 непродольного профиля, получим соответственно выражение для вычисления координат проекции мнимой точки взрыва на плоскости XOY:

$$x_0 = x_{S_1} + \tau_{1x} \frac{\tau_{2y}(x_{S_2} - x_{S_1}) - \tau_{2x}(y_{S_2} - y_{S_1})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}},$$

$$y_0 = y_{S_1} + \tau_{1y} \frac{\tau_{2y}(x_{S_2} - x_{S_1}) - \tau_{2x}(y_{S_2} - y_{S_1})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}}.$$
(2)

Здесь x_{S_1} , y_{S_1} и x_{S_2} , y_{S_2} — координаты точек S_1 и S_2 излома непродольного профиля; $\tau_{1x}^2 = \tau_{1x}^2 + \tau_{1y}^2$ и $\tau_{2x}^2 = \tau_{2x}^2 + \tau_{2y}^2$ — полные вектора градиентов времени поверхностного годографа отраженной волны (I) в точках S_1 и S_2 профиля наблюдений соответственно.

В любой произвольно выбранной точке S непродольного профиля на основании свойства градиента, что производная в любом направлении равна проекции градиента на это направление, будем иметь зависимость

$$\tau_{LS} = \tau_S \cos \alpha_S.$$
(3)

Здесь τ_S — полный градиент времени поверхностного годографа отраженной волны в точке приема S ; τ_{LS} — градиент времени непродольного годографа отраженной волны в той же точке; α_S — угол между ортогональным и непродольным профилями в точке S наблюдения.

Величину угла α_S , входящего в (3), можно определить через угловые коэффициенты ортогонального и непродольного профилей, проходящих через заданную точку S приема колебаний, и представить в следующем виде:

$$\cos \alpha_S = \frac{\tau_{Sx}\tau_{LSx} + \tau_{Sy}\tau_{LSy}}{\tau_S\tau_{LS}}.$$
(4)

Здесь τ_{LSx} и τ_{LSy} — составляющие вектора τ_{LS} градиента времени непродольного годографа отраженной волны в выбранной точке S приема колебаний; τ_{Sx} и τ_{Sy} — составляющие полного вектора τ_S градиента времени поверхностного годографа отраженной волны в точке S .

Учитывая известные зависимости координат мнимой точки O взрыва от координат точек S поверхностного годографа отраженной волны [1]:

$$x_0 = x_S - v^2 t_S^2 \tau_{Sx}$$

$$y_0 = y_S - v^2 t_S^2 \tau_{Sy}$$

$$z_0 = vt_S \sqrt{1 - v^2 \frac{c^2}{S^2}},$$

после подстановки (4) в уравнение (3), окончательно получаем:

$$v_{эф}^2 = \frac{\tau_{LSx}(x_S - x_0) + \tau_{LSy}(y_S - y_0)}{t_S \tau_{LS}^2}.$$
(5)

Из выражения (5) следует, что для вычисления значений эффективной скорости по заданному непродольному годографу отраженной волны при известном положении на плоскости наблюдений XOY проекции мнимой точки O ,

взрыва можно использовать любые точки B приема упругих колебаний. Последнее условие обеспечивает необходимую массовость определений эффективной скорости.

Случай отражающей поверхности произвольной формы (заданы t_s и τ_s). Для однозначного решения задачи в данном случае необходимо осуществлять наблюдения на взаимно сопряженных крестовых зондированиях МОВ. Указанные установки наблюдения обеспечивают определение значений полных градиентов времени τ_1 и τ_2 полей изохрон отраженной волны во взаимных точках.

Решая обратную пространственную задачу сейсморазведки МОВ для взаимно сопряженных крестовых установок зондирования, получаем следующие результаты*:

для пункта взрыва O_1

$$\begin{aligned} x_p &= x_{02} - \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2 [t_s - \tau_{2x} (x_{02} - x_{01}) - \tau_{2y} (y_{02} - y_{01})]} \tau_{2x}, \\ y_p &= y_{02} - \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2 [t_s - \tau_{2x} (x_{02} - x_{01}) - \tau_{2y} (y_{02} - y_{01})]} \tau_{2y}, \\ z_p &= \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2v [t_s - \tau_{2x} (x_{02} - x_{01}) - \tau_{2y} (y_{02} - y_{01})]} \sqrt{1 - v^2 \tau_2^2}; \end{aligned} \quad (6)$$

для пункта взрыва O_2

$$\begin{aligned} x_p &= x_{01} - \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2 [t_s + \tau_{1x} (x_{02} - x_{01}) + \tau_{1y} (y_{02} - y_{01})]} \tau_{1x}, \\ y_p &= y_{01} - \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2 [t_s + \tau_{1x} (x_{02} - x_{01}) + \tau_{1y} (y_{02} - y_{01})]} \tau_{1y}, \\ z_p &= \frac{v^2 t_s^2 - (x_{02} - x_{01})^2 - (y_{02} - y_{01})^2}{2v [t_s + \tau_{1x} (x_{02} - x_{01}) + \tau_{1y} (y_{02} - y_{01})]} \sqrt{1 - v^2 \tau_1^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь x_{01} , y_{01} и x_{02} , y_{02} — координаты точек взрыва O_1 и O_2 , размещенных на пересечении профилей взаимно сопряженных зондирований МОВ; $\tau_1^2 = \tau_{1x}^2 + \tau_{1y}^2$ и $\tau_2^2 = \tau_{2x}^2 + \tau_{2y}^2$ — полные вектора градиентов времени поверхностных географов отраженных волн во взаимных точках O_1 и O_2 установок наблюдений; v — скорость сейсмических волн в покрывающей среде; t_s — время регистрации отраженных волн во взаимных точках O_1 и O_2 установок наблюдений.

Из полученных зависимостей (6) и (7) следует, что:

$$\begin{aligned} [t_s - \tau_{2x} (x_{02} - x_{01}) - \tau_{2y} (y_{02} - y_{01})] \sqrt{1 - v^2 \tau_2^2} &= \\ = [t_s + \tau_{1x} (x_{02} - x_{01}) + \tau_{1y} (y_{02} - y_{01})] \sqrt{1 - v^2 \tau_1^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

* Промежуточные выкладки при решении обратной задачи аналогичны выкладкам работы [1] и здесь опущены.

Отсюда находим, что эффективная скорость сейсмических волн

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{(t_s - \Sigma_2)^2 - (t_s + \Sigma_1)^2}{t_1^2 (t_s - \Sigma_2)^2 - t_2^2 (t_s + \Sigma_1)^2} \quad (9)$$

где $\Sigma_1 = \tau_{1x}(x_{02} - x_{01}) + \tau_{1y}(y_{02} - y_{01})$, $\Sigma_2 = \tau_{2x}(x_{02} - x_{01}) + \tau_{2y}(y_{02} - y_{01})$.

В случае плоской (двумерной) задачи формула (9) при $y_{01} = y_{02} = 0$, $\tau_{1y} = \tau_{2y} = 0$, $\tau_{1x} = \tau_1$ и $\tau_{2x} = \tau_2$ приводится к известной формуле для $v_{\text{эф}}$ в способе взаимных точек [2]:

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{(x_{02} - x_{01}) [2t_s - (x_{02} - x_{01})(\tau_2 - \tau_1)]}{t_s [t_s (\tau_2 - \tau_1) + 2\tau_1 \tau_2 (x_{02} - x_{01})]}$$

Случай отражающей поверхности произвольной формы (заданы t_s).

Рассмотрим путь решения обратной пространственной задачи сейсморазведки МОВ для взаимно сопряженных крестовых зондирований, используя тот факт, что у сейсмических лучей для взаимных точек O_1 и O_2 установок наблюдения имеют общую точку пересечения, которая является искомой точкой Р отражения.

Запишем уравнения сейсмических лучей, выходящих во взаимных точках O_1 и O_2 установок наблюдений, в следующем виде:

для пункта взрыва O_1

$$\frac{x - x_{02}}{x_{11} - x_{02}} = \frac{y - y_{02}}{y_{11} - y_{02}} = \frac{z}{z_{11}} \quad (10)$$

для пункта взрыва O_2

$$\frac{x - x_{01}}{x_{12} - x_{01}} = \frac{y - y_{01}}{y_{12} - y_{01}} = \frac{z}{z_{12}} \quad (11)$$

Здесь $x_{11} = x_{02} - v^2 t_s \tau_{2x}$, $y_{11} = y_{02} - v^2 t_s \tau_{2y}$, $z_{11} = v t_s \sqrt{1 - v^2 \tau_2^2}$ и $x_{12} = x_{01} - v^2 t_s \tau_{1x}$, $y_{12} = y_{01} - v^2 t_s \tau_{1y}$, $z_{12} = v t_s \sqrt{1 - v^2 \tau_1^2}$ - координаты мнимых точек взрыва для соответствующих взаимных точек O_1 и O_2 установок наблюдений; x_{01} , y_{01} и x_{02} , y_{02} - координаты точек O_1 и O_2 взрыва, размещенных во взаимных точках установок наблюдений; $\tau_1^2 = \tau_{1x}^2 + \tau_{1y}^2$ и $\tau_2^2 = \tau_{2x}^2 + \tau_{2y}^2$ - соответственно полные вектора градиентов времени поверхностных голографов отраженных волн во взаимных точках O_1 и O_2 .

Решая уравнения (10) и (11) совместно, получаем следующие параметрические уравнения для координат точки Р отражения соответствующей взаимным точкам O_1 и O_2 крестовых установок наблюдений:

для пункта взрыва O_1

$$\begin{aligned} x_p &= x_{02} - \frac{\tau_{1x}(y_{02} - y_{01}) - \tau_{1y}(x_{02} - x_{01})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}} \tau_{2x}, \\ y_p &= y_{02} - \frac{\tau_{1x}(y_{02} - y_{01}) + \tau_{1y}(x_{02} - x_{01})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}} \tau_{2y}, \\ z_p &= \frac{\tau_{1x}(y_{02} - y_{01}) - \tau_{1y}(x_{02} - x_{01})}{v(\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x})} \sqrt{1 - v^2 \tau_2^2}; \end{aligned} \quad (12)$$

для пункта взрыва O_2

$$\begin{aligned} x_p &= x_{01} - \frac{\tau_{2x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{2y}(x_{02}-x_{01})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}} \tau_{1x} \\ y_p &= y_{01} - \frac{\tau_{2x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{2y}(x_{02}-x_{01})}{\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x}} \tau_{1y} \\ z_p &= \frac{\tau_{2x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{2y}(x_{02}-x_{01})}{\sqrt{(\tau_{1x}\tau_{2y} - \tau_{1y}\tau_{2x})}} \sqrt{1 - v^2 \tau_1^2} \end{aligned} \quad (13)$$

Из полученных зависимостей (12) и (13) следует, что:

$$\begin{aligned} &[\tau_{2x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{2y}(x_{02}-x_{01})] \sqrt{1 - v^2 \tau_1^2} = \\ &= [\tau_{1x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{1y}(x_{02}-x_{01})] \sqrt{1 - v^2 \tau_2^2} \end{aligned} \quad (14)$$

Отсюда находим, что

$$v_{эф}^2 = \frac{s_1^2 - s_2^2}{\tau_2^2 s_1^2 - \tau_1^2 s_2^2} \quad (15)$$

где $s_1 = \tau_{1x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{1y}(x_{02}-x_{01})$, $s_2 = \tau_{2x}(y_{02}-y_{01}) - \tau_{2y}(x_{02}-x_{01})$.

По полученным данным можно заключить следующее.

1. Определение эффективной скорости по непродольным годографам в общем случае возможно при осуществлении наблюдений на взаимно сопряженных крестовых зондированиях МОВ с использованием дифференциальных параметров годографов регистрируемых волн.

2. В случае плоской отражающей поверхности при известном положении проекции мнимой точки взрыва, которая может быть найдена из наблюдений, эффективная скорость определяется по непродольному годографу отраженной волны для любой точки приема колебаний на профиле произвольной формы. При определении скорости используются градиенты времени годографа вдоль линии наблюдения.

Л и т е р а т у р а

1. Тимошин Ю.В. Решение прямой и обратной задач сейсморазведки в случае криволинейных отражающих поверхностей. - Науч. зап. Львовск. политехн. ин-та, 1955, № 6, вып.35, сер. нефт.
2. Урупов А.К. Изучение скоростей в сейсморазведке. М., "Недра", 1966.

В.Д.Омельченко

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ СКОРОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЕЗА ОСАДОЧНОЙ ТОЛЩИ
 ДОНЕЦКОГО БАССЕЙНА И ДНЕПРОВСКО-ДОНЕЦКОЙ ВПАДИНЫ
 ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВОЛН РАЗНЫХ ТИПОВ

Достоверность и точность интерпретации материалов, полученных по методу ГСЗ - КМВ, во многом зависит от параметров среды: пластовых (V_m), истинных (V) и средних (\bar{V}) скоростей, знание величин которых способствует более надежному определению природы зарегистрированных волн и построению структурной и физической модели среды.

Поэтому изучению скоростных параметров посвящено много работ [1, 2, 4, 5, 8, 9, 11, 12, 13]. С этой целью проводятся исследования в глубоких скважинах - сейсмокаротаж и акустический каротаж, а также лабораторные измерения на образцах горных пород при высоких давлениях и высоких температурах.

Нами при интерпретации данных ГСЗ - КМВ для изучения скоростных параметров осадочных отложений Донецкого прогиба и Днепровско-Донецкой впадины апробированы некоторые способы, позволяющие получить функцию скорости от глубин $V = V(z)$. Данные способы основаны на использовании эмпирических формул при расчете скоростных параметров по отраженным и преломленно-рефрагированным волнам.

Приводится анализ и сопоставление некоторых способов исследования, разработанных для относительно простых моделей.

Средние и эффективные скорости. Для определения средних скоростей по годографам прямых рефрагированных волн существует несколько способов, каждый из которых основан на определенных допущениях: один для градиентно-слоистых сред, другие для градиентных сред и т.д. И поэтому достоверность получения скоростных параметров будет во многом зависеть от правильности аппроксимации сложной модели реальной среды более простой.

При анализе всех существующих способов нами отдано предпочтение способу О.К.Кондратьева [6] и способу, основанному на уравнении Чибисова [14], как наиболее эффективным в условиях Днепровско-Донецкой впадины и Донецкого прогиба.

Способ О.К.Кондратьева

Из работы [6] видно, что физическая сущность данного способа заключается в предположении, что годограф рефрагированной волны для градиентно-слоистой среды можно рассматривать, как предельный случай множества преломленных волн, сменяющих одна другую в первых вступлениях. В этом случае каждая точка годографа рассматривается одновременно как начальная точка и точка пересечения (рис.1). При условии если $V_1 < V_2 < V_3 < \dots$ (для среды с достаточно протяженными и горизонтальными границами) средне-

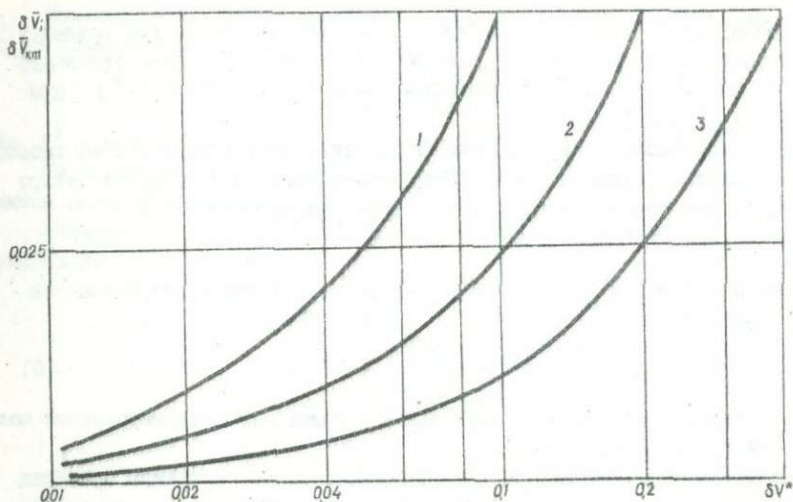


Рис. 1. Графики зависимости $\delta V = f(\delta V^*)$: 1-2 - для функции $\delta \bar{V}_{н.г} = f(\delta V^*)$ при $\bar{V}_{н.г} = \bar{V}_{г.п}$; 2 - для функции $\delta V = f(\delta V^*)$ при $\bar{V}_{н.г} = \bar{V}_{г.п}$; 3 - для функции $\delta \bar{V} = f(\delta V^*)$ при $\bar{V}_{н.г} = 2\bar{V}_{г.п}$.

арифметическое значение скоростей, рассчитанных в точке пересечения ($\bar{V}_{г.п}$) и в начальной точке ($\bar{V}_{н.г}$), принимается за среднюю скорость (\bar{V}), т.е.

$$\bar{V} = \frac{1}{2} (\bar{V}_{г.п} + \bar{V}_{н.г}), \quad (I)$$

где $\bar{V}_{г.п} = \frac{x_i}{t_i}$, $\bar{V}_{н.г} = \sqrt{\frac{x_i}{t_i} V^*}$; x_i - абсцисса точки на оси x ; t_i - время на годографе i -й точки; V^* - кажущаяся скорость в i -й точке.

Из формулы (I) видно, что точность определения средней скорости (δV) в основном будет зависеть от точности вычисления кажущейся скорости, так как x_i и t_i можно снимать с годографа довольно точно.

Продифференцируем $\bar{V}_{н.г} = \sqrt{\frac{x_i}{t_i} V^*}$ и после проведения несложных преобразований, получим

$$\delta V_{н.г} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{V}_{г.п}}{\bar{V}_{н.г}} \delta V^*. \quad (2)$$

В работе [8] доказано, что $\bar{V}_{н.г} \geq \bar{V}_{г.п}$. В этом случае

$$\delta V_{н.г} \leq \delta V^*.$$

Поскольку средняя скорость (\bar{V}) равна среднеарифметической сумме скоростей, полученных для начальной точки и точки пересечения, то подставив (2) в (I) и после несложных преобразований, будем иметь

$$\delta \bar{V} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\bar{V}_{г.п}}{\bar{V}_{н.г}} \delta V^*. \quad (3)$$

Графически функция $\delta\bar{V} = f(\delta V^*)$ показана на рис. I, где кривые I и 2 рассчитаны для функций $\delta\bar{V}_{н.т} = f(\delta V^*)$ и $\delta\bar{V} = f(\delta V^*)$ соответственно при условии $\bar{V}_{н.т} = \bar{V}_{г.п}$ и кривая 3 - для функции $\delta\bar{V} = f(\delta V^*)$ при условии $\bar{V}_{г.п} = \frac{1}{2} \bar{V}_{н.т}$.

Из рис. I видно, что точность вычисления средней скорости по способу О.К.Кондратьева только в предельном случае, когда $\bar{V}_{н.т} = \bar{V}_{г.п}$ в четыре раза выше, чем точность определения кажущейся скорости, т.е.

$$\delta V \leq \frac{1}{4} \delta V^* \quad (4)$$

Глубина, к которой относятся значения средней скорости, определяется по следующей формуле:

$$z = \frac{\bar{V} t_{0x_i}}{2\sqrt{1 - \frac{\bar{V}^2}{V^{*2}}}} \quad (5)$$

где t_{0x_i} - время, отсекаемое касательной к годографу рефрагированной волны в i -й точке по оси времен.

Таким образом, формулы (I) и (5) позволяют нам получить значения функции скорости от глубины $\bar{V} = f(z)$, которая характеризует изменение значений средней скорости с глубиной.

На основании изложенного можно заключить, что основные преимущества способа О.К.Кондратьева заключаются в следующем:

1. Определение средней скорости производится непосредственно в каждой точке годографа. В этом случае погрешность определения в одной точке не сказывается на точности в другой.

2. Точность определения средней скорости по формуле (I) более чем в 4 раза выше точности определения кажущейся скорости (4).

3. На основании анализа способа О.К.Кондратьева [12] для обычных в ГСЗ значений параметров $\frac{\lambda}{H} \gg 2$ получено, что отклонения эффективной скорости от средней не более 3-5%, тогда как для других способов эта величина значительно больше.

4. При получении $\bar{V} = f(z)$ не требуется знания всего годографа начиная от $\lambda = 0$, что весьма существенно при интерпретации материалов ГСЗ - КМПВ.

Все это свидетельствует о высокой эффективности способа О.К.Кондратьева для изучения скоростной характеристики осадочных отложений по прямым рефрагированным волнам в условиях Донецкого прогиба и Днепровско-Донецкой впадины, поскольку данные регионы отличаются градиентно-слоистым характером осадочного чехла.

Способ С.В.Чибисова

Доказано [15], что кажущаяся скорость (V^*) в точке λ_i (выход сейсмического луча на поверхность наблюдения) равна истинной скорости (V) на глубине максимального проникновения луча (z_{max}) для прямых рефрагированных волн, распространяющихся в среде, скорость в которой непрерывно возрастает с глубиной, т.е. для градиентной среды.

Максимальная глубина проникновения сейсмического луча рассчитывается по следующей формуле:

$$z = \frac{1}{\alpha} \int_0^{\lambda_i} \operatorname{arch} \frac{V^*(x_i)}{V^*(x)} dx, \quad (6)$$

где V^* - кажущаяся скорость; x_i - абсцисса i -й точки по оси x .

По уравнению (6) составлен алгоритм [5], с помощью которого упрощаются расчеты скоростей путем использования ЭЦМ.

Значения функций $\bar{V} = f(z)$, полученные по способу Чибисова, представлены на рис.2.

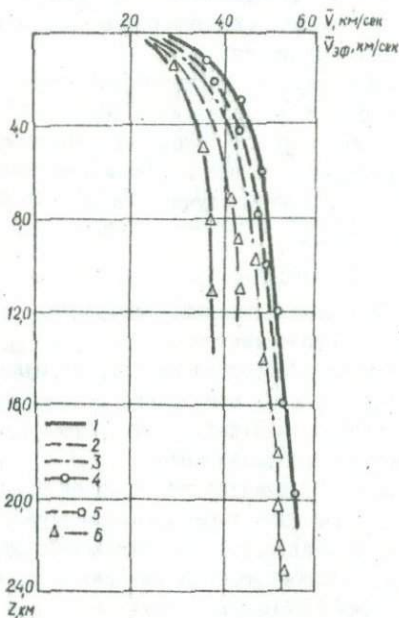


Рис.2. Графики сопоставления результатов определения средних скоростей с данными эффективных скоростей: 1-3 - по О.К. Кондратьеву соответственно для западной, центральной и восточной частей Днепровско-Донецкой впадины; 4,5 - по С.В. Чибисову соответственно для центральной и восточной частей Днепровско-Донецкой впадины; 6 - значения эффективных скоростей.

Существенными недостатками способа, основанного на уравнении Чибисова, по нашему мнению, являются.

1. При интегрировании по всему годографу рефрагированной волны суммируются ошибки различной природы как случайные, так и систематические. Особенно могут быть значительные ошибки при неучете "петель", кото-

рые практически невозможно учесть для слоисто-градиентной среды. Все это может обусловить значительную погрешность способа.

2. В работе [2] показано, что даже незначительные ошибки в кажущейся скорости могут привести к значительным ошибкам в определении глубины:

$$\delta H = \varepsilon \frac{\lambda}{x} c t h \frac{x H}{\lambda}, \quad (7)$$

где ε — относительная ошибка в определении кажущейся скорости.

Как видно из выражения (7), погрешность в определении глубины пропорциональна погрешности в определении кажущейся скорости. Поэтому при использовании способа Чибисова следует стремиться к максимальному точному определению кажущейся скорости.

3. Громоздкость формулы (6) не позволяет явно оценить ее с точки зрения параметров, входящих под знак интеграла.

4. Чтобы представить порядок ошибки при применении способа Чибисова, в [2] рассмотрен случай для среды с линейным изменением скорости с глубиной $V(z) = v_0(1 + \beta z)$. В этом случае ошибки в определении глубины можно представить в виде [2]

$$\delta H \approx 0,8 \frac{\varepsilon}{\beta}, \quad (8)$$

где ε — ошибка в определении кажущейся скорости; β — величина среднего вертикального градиента скорости.

В этом случае ошибки в определении глубины будут тем больше, чем меньше градиент. Следовательно, при малых градиентах никакая практически достижимая точность определения кажущейся скорости не может обеспечить получения удовлетворительных результатов.

Любое отклонения от градиентности повлечет за собой большие ошибки.

На основании изложенного следует отметить, что расчеты скоростей с использованием способа С.В. Чибисова малоэффективны в условиях градиентно-слоистых сред, каким являются осадочный чехол Донецкого прогиба и Днепровско-Донецкой впадины.

Способ постоянной разности

При интерпретации доэригических отражений, полученных по методике [3], которая заключается в регистрации отраженных волн в области пункта взрыва при длине годографа 15–20 км, применяется способ постоянной разности [6].

Вероятностное осреднение расчетных значений на плоскости их проводится с помощью уравнения Стьюдента — Фишера [7].

Относительная ошибка определения эффективной скорости с помощью способа постоянной разности рассчитывалась по формуле (9)

$$\frac{\delta V_{эф}}{V_{эф}} = \frac{V_{эф}^2 t_{cp}}{l^2} \sqrt{\frac{3,9(n-1)}{(0,6n+0,4)(0,6n+1,4)}} \delta t, \quad (9)$$

где n — количество точек, снятых с годографа отраженной волны; l — длина волны; δt — ошибка в определении времени с годографа; t_{cp} — время,

снятое со середины интервала отрезка на годографе; $\delta V_{\text{эф}}$ - относительная ошибка в определении эффективной скорости.

Относительная ошибка в определении эффективной скорости ($\delta V_{\text{эф}}$) по способу постоянной разности, согласно эмпирической формуле (9), составляет 2-3%.

Значения эффективных скоростей представлены на рис.2.

Основное преимущество способа постоянной разности заключается в том, что представляется возможность для вычисления эффективной скорости использовать достаточно протяженные до 15-20 км одиночные годографы отраженных волн. Это очень важно, поскольку при проведении работ по методу ГСВ - КМПВ трудно получить увязанную систему докритических отраженных волн.

Сопоставление значений средних и эффективных скоростей и их достоверность

При анализе значений средних скоростей, полученных по способу Кондратьева (\bar{V}) и по способу Чибисова, проведено сопоставление их со значениями эффективных скоростей, полученных способом постоянной разности.

Из рис.2 видно, что наиболее хорошее совпадение между значениями скоростей, полученных с помощью способов Кондратьева и постоянной разности. В то же время значения скоростей, полученные с помощью способа Чибисова, отличаются от указанных на 15-20%.

При этом характерно, что значения скоростей, полученных по способу Чибисова, всегда выше значений скоростей по Кондратьеву. Это, по-видимому, связано с неучетом "петель" при интегрировании по всему годографу прямой рефрагированной волны.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. При изучении скоростных параметров осадочных отложений по рефрагированным волнам в условиях слабоградиентных и слоисто-градиентных сред (Донецкий прогиб и Днепровско-Донецкая впадина) целесообразно использовать способ, предложенный О.К.Кондратьевым в комплексе с определением эффективных скоростей по отраженным волнам (способ постоянной разности и др.).

2. Для построения скоростных моделей осадочной толщи по пластовым скоростям возможно применение способа Чибисова.

3. Целесообразно в общий комплекс включить исследования образцов горных пород при высоких давлениях (до 25 кбар) и высоких температурах.

Л и т е р а т у р а

1. Авербух А.Г. Об интерпретации годографов рефрагированных волн. - Прикладная геофизика, вып.36. М., Гостоптехиздат, 1963.

2. Авербух А.Г. О точности определения глубин проникания луча с помощью формулы Чибисова. - Прикладная геофизика, вып.37. М., Гостоптехиздат, 1963.

3. Бородулин М.И., Хожлов М.Т. О методике сейсмических исследований и некоторые результаты изучения фундамента в Донецком бассейне. - ДАН УССР, 1970, сер.Б, № 6.
4. Бородулин М.И., Хожлов М.Т., Омельченко В.Д. Методика изучения скоростной характеристики осадочной толщи Донбасса. - В кн.: Поиски и находки. Днепрпетровск, "Промінь", 1970.
5. Гейко В.С. Некоторые вопросы интерпретации годографа рефрагированной волны. - В кн.: Методика сейсмических исследований. К., "Техніка", 1967.
6. Гурвич И.И. Сейсмическая разведка. М., Гостоптехиздат, 1960.
7. Кемшиц Ю.В. Теория ошибок измерений. М., Геодезиздат, 1961.
8. Кондратьев О.К., Гамсурцев А.Г. Сейсмические исследования в прибрежной части Восточной Антарктиды. М., Изд-во АН СССР, 1963.
9. Левин А.И. Приближенное представление годографов рефрагированной и отраженной волн для неоднородной упругой среды при непрерывном увеличении скорости с глубиной. - Прикладная геофизика, 1964, № 39.
10. Пузырев Н.Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. М., Гостоптехиздат, 1969.
11. Пузырев Н.Н., Миланькина З.Р. Приближенные способы интерпретации годографов рефрагированных волн. - В кн.: Методика сейсмических исследований. М., "Наука", 1969.
12. Суворов В.Д. К определению скоростных параметров разреза земной коры при использовании волн разных типов. - В кн.: Глубинные сейсмические исследования в Западной Сибири. М., "Наука", 1970.
13. Тагай Б.Д. Использование способа Вихерта - Чибисова для определения скоростных параметров среды при глубинном сейсмическом зондировании. - Прикладная геофизика, вып.36. М., Гостоптехиздат, 1963.
14. Чибисов С.В. Обработка криволинейного годографа упругих волн при плоскопараллельном распределении их скоростей в упругой среде. - Журнал геофизический, 1934, т.4, № 2.
15. Чибисов С.В. К теории сейсмического годографа. - Бюл. гос. геоф. ин-та РСФСР, 1931, № 36.

УДК 539.3

В.Н.Чехов

(Институт механики АН УССР, Киев)

О ЗАКРИТИЧЕСКОМ ПОВЕДЕНИИ СКЛАДОК В СЛОЯХ ГОРНЫХ ПОРОД, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ЗЕМНОЙ ТОЛЩЕ

В литературе принято считать одним из возможных механизмов складкообразования в толще земли потерю устойчивости слоев горных пород. Этот вопрос с позиций механики сплошных сред рассматривался в ряде работ. В частности, в работе [2] на основе трехмерных линеаризованных уравнений устойчивости [1] была развита линеаризованная теория складкообразования в слоях горных пород и получено решение конкретных задач для случая, когда действия окружающих пород на слой моделировалось распределенными поверхностями "мертвыми" нагрузками p_{i2} ($i = 1, 2, 3$). В отличие от результатов работы [4], в которой использовался приближенный подход в теории устойчивости, было установлено, что величина складкообразующего усилия p_{kr} с увеличением глубины залегания слоев уменьшается. Данное явление обусловлено тем, что с возрастанием глубины залегания слоя увеличивается поверхностная нагрузка p_{33} . Это вызывает увеличение погонных изгибающих моментов M_{α}, M_{β} [6], которые способствуют процессу складкообразования и возникновению которых связано с наличием начальных

искривлений срединной поверхности слоя, предшествующих потере устойчивости. Учет этих моментов в уравнениях гибких пластин Кармана позволяет получить для указанного класса задач асимптотически точные решения [6]. Поэтому считаем, что применение этих уравнений для исследования закритического поведения зародившихся складок при "мертвых" нагрузках P_{33} позволит также получить достаточно точные результаты.

Отнесем рассматриваемый слой толщиной h к криволинейным лагранжевым координатам α, β, γ , ортогональных до деформации. Материал слоя полагаем линейно-упругим, изотропным. Тогда уравнения Кармана построенные с учетом гипотез Кирхгофа - Лява, будут

$$D \Delta \Delta w + h [\sigma_{\alpha\alpha} x_{\alpha\alpha} + 2\sigma_{\alpha\beta} x_{\alpha\beta} + \sigma_{\beta\beta} x_{\beta\beta}] = \frac{1}{h\delta} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} (\delta M_\alpha) + \frac{\partial}{\partial \beta} (A M_\beta) \right],$$

$$\Delta \Delta F - Ek (x_{\alpha\beta}^2 - x_{\alpha\alpha} x_{\beta\beta}) = 0, \quad (I)$$

где $\Delta w = \frac{1}{h\delta} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\delta}{A} \cdot \frac{\partial w}{\partial \alpha} \right) + \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{A}{\delta} \cdot \frac{\partial w}{\partial \beta} \right) \right]$; $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ - цилиндрическая жесткость слоя; A, δ - коэффициенты первой квадратичной формы. В уравнениях (I) компоненты главного вектора поверхностной нагрузки $q_\alpha, q_\beta, q_\gamma$ полагаем равными нулю, а "мертвую" нагрузку P_{33} - постоянной ($P_{33} = \text{const}$). Величины $\sigma_{\alpha\alpha}, \sigma_{\beta\beta}, \sigma_{\alpha\beta}$ связаны с функцией напряжений F следующими зависимостями:

$$h\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial F}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{A^2} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial F}{\partial \alpha},$$

$$h\sigma_{\beta\beta} = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{1}{A} \cdot \frac{\partial F}{\partial \alpha} \right) + \frac{1}{\delta^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial F}{\partial \beta},$$

$$h\sigma_{\alpha\beta} = -\frac{\partial^2 F}{\partial \alpha \partial \beta} + \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial F}{\partial \beta} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial F}{\partial \alpha}.$$

Если в недеформированном состоянии нагрузка P_{33} направлена по нормали к поверхности слоя, то моменты M_α, M_β [6] можно определять по формулам

$$M_\alpha = -P_{33}/h \psi_\alpha; \quad M_\beta = -P_{33}/h \psi_\beta, \quad (3)$$

где $\psi_\alpha = \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial w}{\partial \alpha}$; $\psi_\beta = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial w}{\partial \beta}$ - компоненты вектора углов поворота; w - перемещение срединной поверхности слоя в направлении оси γ .

Кривизна деформированной срединной поверхности и ее кручение имеют вид

$$x_{\alpha\alpha} = -\frac{1}{A} \left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{\psi_\beta}{\delta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \beta} \right); \quad x_{\beta\beta} = -\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial \psi_\beta}{\partial \beta} + \frac{\psi_\alpha}{A} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial \alpha} \right),$$

$$x_{\alpha\beta} = -\frac{1}{A} \left(\frac{\partial \psi_\beta}{\partial \alpha} - \frac{\psi_\alpha}{\delta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \beta} \right).$$

Значение остальных величин, входящих в уравнения (I) приведено в работе [6].

При исследовании поведения различных форм складчатости, как и в работах [2], следует принять: а) для линейной складчатости $\rho_{11} = \rho$; $\rho_{22} = 0$; $\rho_{33} = q$; б) для прерывистой и в) для куполовидной складчатостей $\rho_{11} = \rho_{22} = \rho$; $\rho_{33} = q$.

Для получения уравнений, описывающих каждый вид складчатости, в случаях а) и б) следует перейти в уравнениях (I) к декартовым до деформирования координатам x_1, x_2 ($A = B = l$), удовлетворяя при этом на границе условиям шарнирного опирания. В случае в) необходимо перейти в уравнениях (I) к полярным координатам r, ϑ ($A = l$; $B = r$), а на краю складки удовлетворять условиям жесткого защемления. В частности, для прерывистой складчатости уравнения (I) можно записать

$$(D\Delta + kq)\Delta w + k(\sigma_{x_1 x_1} \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} + 2\sigma_{x_1 x_2} \frac{\partial^2 w}{\partial x_1 \partial x_2} + \sigma_{x_2 x_2} \frac{\partial^2 w}{\partial x_2^2}) = 0, \quad (5)$$

$$\Delta \Delta F - Ekh \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x_1 \partial x_2} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x_2^2} \right] = 0,$$

а граничные условия представить в виде

$$\text{при } x_1 = 0, a \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} = 0; \quad w = 0; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x_2^2} = -\rho; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_2} = 0, \quad (6)$$

$$\text{при } x_2 = 0, b \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x_2^2} = 0; \quad w = 0; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x_1^2} = -\rho; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_2} = 0.$$

Здесь a, b — характерные размеры складчатости. Аналогично записываются уравнения и граничные условия для других видов складчатости.

Нахождение точных решений приведенных систем нелинейных уравнений представляет собой значительные математические трудности. Поэтому для их решения целесообразно применять известные приближенные методы, из которых сильно распространились методы, изложенные в работах [3, 5]. В случае, когда величина поверхностной нагрузки зависит от точки ее приложения, т.е. $|\rho_{33}| = q(a, \beta)$, изложенный метод нуждается в уточнении, поскольку при этом выражения для погонных моментов M_x, M_β будут иметь более сложный вид.

Анализ поведения складчатости в закритической области и влияние учета погонных моментов на величину прогиба w рассмотрим на примере линейной складчатости. При этом воспользуемся несколько иным подходом, чем указанный, что позволит получить точное решение рассматриваемой задачи.

Отождествляя, как и в работе [4], слой с упругим стержнем, шарнирно-закрепленным на торцах, запишем уравнение изогнутой оси слоя в виде

$$E_1 I_{x_1} x'' = -k(\rho x_3 + \int_0^s q \sin \vartheta ds). \quad (7)$$

Здесь x_1, x_3 — декартовы координаты, причем ось Ox_1 совпадает с недеформированной осью слоя; ds — элемент изогнутой оси; ϑ — угол на-

клона касательной к оси слоя. При этом взаимодействие слоя с несжимаемыми вязкими прослоями не учитываем. Принимая во внимание, что

$$\alpha = \frac{d^2 \lambda_3}{d \lambda_1^2} \left[1 + \left(\frac{\partial \lambda_3}{\partial \lambda_1} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}; \quad \sin \theta = \frac{d \lambda_3}{d \lambda_1} \left[1 + \left(\frac{d \lambda_3}{d \lambda_1} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

$$d \lambda_1 = d \lambda_1 \left[1 + \left(\frac{d \lambda_3}{d \lambda_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}; \quad k = \sqrt{\frac{\rho h}{E_1 I_{\lambda_1}}},$$

окончательно имеем

$$\frac{d^2 \lambda_3}{d \lambda_1^2} \left[1 + \left(\frac{d \lambda_3}{d \lambda_1} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} = -k y - \frac{k}{E_1 I_{\lambda_1}} \int_0^{\lambda_3} q(x) dx. \quad (9)$$

В случае, когда $q = \rho y = \text{const}$, уравнение (9) интегрируется квадратурами и его решения в параметрической форме можно записать

$$\frac{\lambda_3}{l} = \frac{2m \cos \varphi}{\pi \sqrt{t(1+y)}}, \quad F = \int_0^{\lambda_3/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{t - m^2 \sin^2 \varphi}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{t(1+y)}; \quad (10)$$

$$\frac{\lambda_1}{l} = \frac{1}{\pi \sqrt{t(1+y)}} [2(E - E(\varphi)) - (F - F(\varphi))].$$

Здесь $\rho = t \rho_{эл}$; $\rho_{эл} = \frac{\pi^2 h^2 E_1}{12 l^2 (1 - \nu^2)}$ - эйлеровская критическая сила при $y = 0$; $m = \sin \frac{1}{2} \theta_0$; θ_0 - значение угла наклона θ в точке $\lambda_1 = \lambda_3 = 0$; F , $F(\varphi)$, E , $E(\varphi)$ - полные и неполные эллиптические интегралы первого и второго рода в нормальной форме Лежандра [7]. Если в выражениях (10) заменить знак перед параметром нагружения y на обратный, то получим решение рассматриваемой задачи по приближенному подходу [4].

Исследуем послекритическое поведение складки, согласно решению (10) а также решению, полученному по приближенному подходу. Для этого в табл. I показано изменение относительного прогиба $\frac{\lambda_3}{l}$ в точке экстремума складки ($\varphi = 0$), а в табл. 2 - изменение половины угла наклона $\frac{1}{2} \theta_0$ (в радианах) в зависимости от конкретных значений параметров нагружения t , y . В числителе даны результаты, подсчитанные по формулам (10), а в знаменателе - по формулам, приведенным в работе [4].

Анализируя эти данные, а также данные формулы (10), отметим следующее.

1. Для постоянных значений параметра y относительный прогиб слоя $\frac{\lambda_3}{l}$ и угол поворота θ_0 при обоих подходах изменяются одинаковым образом с увеличением нагрузки ρ . При $y = 0$ результаты, полученные по приближенному подходу и подходу, изложенному в данной статье, совпадают между собой.

2. При фиксированном параметре нагружения t увеличение параметра y , согласно работы [4], приводит к уменьшению величины $\frac{\lambda_3}{l}$ и θ_0 , и при $y \rightarrow -1$ они обращаются в нуль. Наряду с этим из формул (10) следует, что угол θ_0 с ростом y непрерывно увеличивается, а прогиб $\frac{\lambda_3}{l}$ достигнув своего предельного значения, уменьшается.

Таблица 1

t	y			
	0	0,1	0,5	2
I	$\frac{0}{0}$	$\frac{0,247}{0}$	$\frac{0,392}{0}$	$\frac{0,353}{0}$
I,05	$\frac{0,192}{0,192}$	$\frac{0,296}{0}$	$\frac{0,395}{0}$	$\frac{0,346}{0}$
I,1	$\frac{0,247}{0,247}$	$\frac{0,324}{0}$	$\frac{0,401}{0}$	$\frac{0,339}{0}$
I,15	$\frac{0,282}{0,288}$	$\frac{0,349}{0,151}$	$\frac{0,402}{0}$	$\frac{0,334}{0}$
I,2	$\frac{0,317}{0,317}$	$\frac{0,364}{0,229}$	$\frac{0,403}{0}$	$\frac{0,328}{0}$
I,5	$\frac{0,392}{0,392}$	$\frac{0,401}{0,367}$	$\frac{0,388}{0}$	$\frac{0,296}{0}$

3. Учет погонных изгибающих моментов в уравнении (7) позволяет сделать вывод не только о том, что на больших глубинах залегания слоя $y \gg I$ возможен процесс складкообразования лишь за счет действия веса лежащей выше толщи, но и о возможности дальнейшего роста образовавшейся складки при увеличении параметра y .

Таблица 2

t	y			
	0	0,1	0,5	2
I	$\frac{0}{0}$	$\frac{0,418}{0}$	$\frac{0,855}{0}$	$\frac{1,292}{0}$
I,05	$\frac{0,314}{0,314}$	$\frac{0,523}{0}$	$\frac{0,890}{0}$	$\frac{1,309}{0}$
I,1	$\frac{0,418}{0,418}$	$\frac{0,593}{0}$	$\frac{0,942}{0}$	$\frac{1,326}{0}$
I,15	$\frac{0,506}{0,506}$	$\frac{0,663}{0,244}$	$\frac{0,977}{0}$	$\frac{1,344}{0}$
I,2	$\frac{0,576}{0,576}$	$\frac{0,715}{0,384}$	$\frac{1,012}{0}$	$\frac{1,361}{0}$
I,5	$\frac{0,855}{0,855}$	$\frac{0,942}{0,733}$	$\frac{1,152}{0}$	$\frac{1,414}{0}$

Следовательно, для более полного анализа закритического поведения складок целесообразно учитывать также и взаимовлияния исследуемого слоя с вязкими несжимаемыми прослоями. При этом следует учитывать, что при определении изгибающих моментов, обусловленных реакцией прослоев, следует интегрирование вести вдоль оси слоя, а не одной из его координат.

Л и т е р а т у р а

1. Гузь А.Н. Устойчивость трехмерных деформируемых тел. К., "Наукова думка", 1971.
2. Гузь А.Н., Чехов В.Н. Лениаризированная теория складкообразования в толще земной коры. - Прикладная механика, 1975, т. II, вып. I.
3. Вольмир А.С. Устойчивость деформируемых систем. М., "Наука", 1967.
4. Бржанов Ж.С., Второв А.К. Теория складкообразования в толще горных пород. Алма-Ата, "Наука", 1968.
5. Кажок Я.Ф. Концентрация усилий в пластинах после потери устойчивости. - В кн.: Концентрация напряжения, вып. 3. К., "Наукова думка", 1971.
6. Чехов В.Н. Применение уравнений устойчивости тонких пластин к исследованию складкообразования в земной толще. - Прикладная механика, 1975, т. XI, вып. 8.
7. Янке В., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., "Наука", 1968.

УДК 550.311

Б.А.Сагалова, Н.Н.Матвеева

СКОРОСТНОЕ СТРОЕНИЕ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ В ЮГО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ КАРПАТ

Региональные особенности строения верхней мантии можно выявить, опираясь на региональные годографы, отражающие особенности распространения волн в данном регионе. Особенности распространения волн изучались по результатам наблюдений сети сейсмических станций Карпатского региона над глубокофокусными землетрясениями 1952-1970 гг. эпицентральной зоны у гор Вранча.

Характер распределения скоростей на глубине определялся с помощью метода Гутенберга по величине кажущейся скорости волн в точках перегиба годографов глубоких землетрясений и поиском скоростных разрезов верхней мантии на ЗЕМ методом минимизации функционала.

В качестве исходных данных использовались кинематические характеристики волнового поля - система осредненных годографов, отвечающих разной глубине источника. При построении системы принималось во внимание следующее; 1) годографы системы должны минимально отличаться друг от друга по глубине, чтобы располагать достаточным числом координат скоростного разреза; 2) годографы каждой глубины должны содержать, по возможности, наибольшее количество точек наблюдения на эпицентральных расстояниях в окрестности точки перегиба для уверенного определения значений производной; 3) среднее квадратичное отклонение годографа каждой глубины в этой системе не должно быть больше $\pm 0,5-0,6$ сек, что позволяет ограничить неоднозначность решения при поиске скоростного разреза машинным методом.

Построение годографов сейсмических волн карпатских глубокофокусных землетрясений

При построении региональных годографов исходным материалом должны служить результаты наблюдений над достаточно сильными землетрясениями, обеспечивающими надежную волновую картину, с эпицентрами, расположенными

в возможно более ограниченном районе. Для определенности выводов о форме годографа желательнее, чтобы шкала эпицентральных расстояний была заполнена данными наблюдений наиболее равномерно, особенно на участках годографа, соответствующих существенному изменению волнового поля. Для выяснения вопроса о характере изменения скорости с глубиной в пределах верхних 200 км мантии (интервал глубин, содержащий в ряде регионов слой с пониженной скоростью распространения сейсмических волн) необходимо наблюдать за временем пробега от очагов, залегающих внутри этого интервала глубин.

Компактность эпицентральной зоны у гор Вранча является характерной ее особенностью. Расположение сейсмических станций также можно считать благоприятным для решения поставленной задачи. Более 40 станций окружают эпицентральной зону во всех азимутах и достаточно равномерно удалены от нее на расстояниях до 1000 км.

Благоприятным является и распределение очагов землетрясений по глубине — очаги залегают в довольно широком диапазоне глубин, хотя дифференциация их по глубине неравномерна.

При построении экспериментальных годографов использовались времена прихода волн на станции с расстоянием до 1100 км от 70 наиболее качественно записанных землетрясений 1952–1970 гг. с очагами на глубинах до 170 км и энергией выше 10^{10} дж. Высокая точность определений координат эпицентров и глубин очагов рассматриваемых землетрясений* позволила выбрать и объединить очаги, отличающиеся друг от друга по глубине на 10 км. Однако подобрать очаги, равномерно распределенные по глубине во всем интервале глубин до 170 км, не удалось вследствие различия активности на разных глубинах [1]. Использование данных станций разных направлений обеспечивало достаточное число наблюдений в окрестности точки перегиба годографов для уверенного определения производной. Погрешность в определении координат очагов землетрясений $\pm 5-7$ км при точности снятия отсчета с сейсмограмм $\pm 0,2$ сек обеспечивала значение средней квадратичной погрешности осредненных годографов разных глубин $\delta \approx 0,5$ сек.

Определение сводных годографов одинаковой глубины проводилось по 7–12 экспериментальным годографам землетрясений. Исключение составляют кривые, отвечающие глубинам 90, 100, 170 км, полученные из осреднения двух-пяти землетрясений каждая.

Осреднение эмпирических (сводных) годографов каждой из глубин проводилось скользящим суммированием. Годограф разбивался шагом по оси абсцисс в 20 км, находилось среднее арифметическое значение ординат точек, присутствующих в каждом из интервалов осреднения. Полученная величина приписывалась среднему арифметическому из значений абсцисс этих точек, а осредненные кривые визуально сглаживались. На этих сглаженных

* Средняя погрешность определения координат очагов всей совокупности землетрясений, использованных для построения экспериментальных годографов, составляет $\pm 5-7$ км.

осредненных кривых выбирались с равным шагом по Δ (20 км) точки, принятые за экспериментальный годограф соответствующей глубины. В результате была получена система осредненных годографов с изменяющейся глубиной очага, состоящая из восьми годографов ($\Delta = 90, 100, 120, 130, 140, 150, 160, 170$ км).

Построение скоростного разреза по способу Гутенберга.

Локальность пространственного размещения эпицентров у гор Вранча и наличие очагов землетрясений на разных глубинах позволили применить для построения скоростного разреза верхней мантии способ Гутенберга [2]. Этим методом по производной годографа глубокого землетрясения в точке его перегиба определяется значение скорости волн на глубине источника.

Скорость в вершине луга определяется при этом из соотношения Вихерта [3] применительно для лучей, выходящих из очага в горизонтальном направлении, для которых кажущаяся скорость $\bar{V} = \frac{d\Delta}{dt}$ на поверхность достигает минимума при $\sin iA = 1$

$$V_h = \frac{d\Delta}{dt} \cdot \frac{R-h}{R},$$

где R — радиус Земли; h — глубина очага.

Используя систему годографов с изменяющейся глубиной очага, с помощью изложенного метода получили информацию о характере изменения скорости продольной волны в интервале глубин от 90 км до 170 км (максимальная глубина очага в районе гор Вранча).

При этом методе используется только часть годографа, соответствующая интервалу расстояний в окрестности точки его перегиба, а значение скорости приписывается очагу землетрясения. Таким образом, результирующий скоростной разрез должен соответствовать условиям распространения волн в пределах эпицентральной зоны у гор Вранча. В действительности значение скорости, отнесенное нами к глубине источника, является средним значением для некоторого слоя, поскольку скорость определялась для интервала расстояний около 250 км по обе стороны от точки перегиба годографа. При этом вершины лучей, соответствующие концам интервала эпицентральных расстояний в окрестности перегиба, выходят за пределы эпицентральной зоны Вранча. Полученный этим методом скоростной разрез соответствует юго-восточной части Восточных Карпат.

Значения скорости определялись на глубинах 90–170 км с шагом 10 км. Точность определения скоростей этим методом зависит от точности определения глубины очага землетрясения и производной в точке перегиба годографа. Погрешность индивидуального определения скорости продольной волны для интервала глубин 130–160 км составляет $\pm 0,1$ км/сек. На глубинах 90–120 км, 170 км точность определения скорости несколько меньше за счет менее уверенного определения производной.

Учитывая некоторую некорректность в обобщении очагов с шагом 10 км при точности определения глубины очага ± 5 –7 км, во втором варианте очаги землетрясений были продифференцированы по глубине с шагом 25 км.

В результате были построены осредненные годографы той же протяженности, соответствующие трем значениям глубины очага — 100, 125, 155 км. В каждую из групп включались землетрясения, глубина очагов которых варьировала в пределах ± 10 км. Значения скоростей продольной волны на уровне этих глубин практически совпадали с их значениями в первом варианте.

Полученные значения скоростей на разных глубинах на рис. I сопоставлены с зависимостями скорости продольных волн от глубины по Джеффрису [4] и Гутенбергу [2], выражавшими качественно различные особенности строения верхней мантии, а также с кривой $v_p = f(H)$ Леман [5].

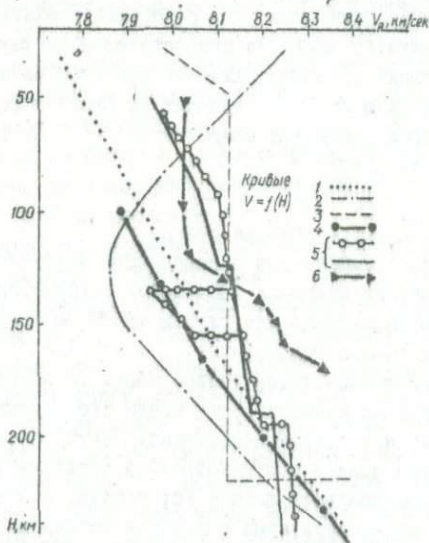


Рис. I. Скоростные разрезы верхней мантии; 1 — Джеффрис [4]; 2 — Гутенберг [2]; 3 — Леман [5]; 4 — Исид [7]; 5 — машинный поиск; 6 — по кажущейся скорости в точке перегиба годографов.

Скорость продольной волны по Леман возрастает с 8,0 до 8,12 км/сек в слое под границей Мохоровичича толщиной 20 км. Далее до глубины 220 км она сохраняет постоянное значение, на глубине 220 км скорость резко увеличивается до 8,4 км/сек.

В модели Джеффриса скорость в оболочке непрерывно увеличивается с 7,75 км/сек при $h = 30$ км до 8,25 на $h = 200$ км.

Из кривой $v_p = f(H)$ Гутенберга следует, что в самой верхней части мантии непосредственно под подошвой коры скорость продольной волны на протяжении 50–100 км уменьшается от 9,2 до 7,8 км/сек, образуя слой пониженной скорости.

По нашим данным скорость продольной волны у границы Мохоровичича^ж и на глубине 90–100 км одна и та же. Можно полагать, что скорость в слое от подошвы коры до глубин 90–100 км сохраняет постоянное значение, равное 8,05 км/сек. С глубины 100 км начинается слабый рост скорости по мере углубления. Наиболее быстрый рост скорости наблюдается в интервале глубин 120–140 км, где она принимает значение, равное 8,2 км/сек. Глубже 140 км скорость растет постепенно, а на глубине 170 км резко увеличивается до 8,3 км/сек.

Полученные значения скоростей на глубинах больше 120 км увеличены не только по сравнению с их значениями на кривых Гутенберга и Джефриса, но и по сравнению с кривой Иосифа [7], полученной с помощью метода Вихерта по землетрясениям того же района.

Согласно кривой $v_p = f(H)$ Иосифа в интервале глубин 100–150 км наблюдаются уменьшенные значения скорости v волн (7,88–8,05 км/сек) относительно их значений на границе Мохоровичича (8,1–8,2 км/сек). Наша кривая $v_p = f(H)$ смещена по отношению к кривой Иосифа в сторону больших значений скорости в среднем на +0,15 км/сек. Форма кривых почти одинакова – в обеих моделях в этом интервале глубин наблюдается рост скорости с глубиной. Однако скорость на границе Мохоровичича, принятая Иосифом, больше принятой нами на 0,15 км/сек.

Уменьшения скоростей с глубиной не обнаружено. В полученном разрезе верхней мантии присутствует слой с почти постоянной скоростью на глубинах от границы Мохоровичича до 100 км. Известно, что слой с постоянной скоростью толщиной 40–50 км могут создавать эффекты, аналогичные эффектам слоя пониженных скоростей. Основным проявлением существования слоев с пониженной скоростью, как известно, является "зона тени" – зона ослабленных амплитуд p и s волн на соответствующих расстояниях. Слой с пониженной скоростью характеризуется меньшей упругостью, минимумом числа землетрясений, повышенным поглощением упругих (особенно поперечных) волн и т.д. Выявленный слой с постоянной скоростью на глубинах 50–100 км, возможно, обладает такими свойствами. Отсутствие очагов землетрясений на этих глубинах свидетельствует о большей пластичности вещества. Зона тени для прямых лучей от коровых очагов наблюдается даже при довольно сильных землетрясениях. Для поперечной волны она выражена более ярко, чем для продольной и т.д.

В заключение необходимо отметить, что использованный метод недостаточно точный для построения детального разреза и полученные им значения скоростей нуждаются в уточнении другими методами.

^ж Величина скорости у границы Мохоровичича определена по землетрясениям с очагом в верхнем слое земной коры [6].

Машинный поиск скоростного разреза верхней мантии

В последние годы наиболее распространенным способом выявления региональных особенностей строения верхней мантии стал поиск скоростных разрезов на ЭВМ [8-10]. Суть метода состоит в вычислении отклонений между экспериментальными и теоретически вычисленными характеристиками волнового поля (годографы, амплитудные и дисперсионные кривые) и отбора таких законов изменения скорости с глубиной, для которых эти отклонения минимальны.

Построение скоростного разреза по эмпирическому годографу первых вступлений продольной волны со средней квадратической ошибкой 1 сек связано с большой неоднозначностью решения [9]. Для устранения (или уменьшения) возможной неоднозначности решения совместно рассматриваются кинематические и динамические характеристики волновой картины. Определенность выводов можно повысить и путем увеличения точности одной из систем наблюдений. Уменьшение, например, среднеквадратичной погрешности годографа первых вступлений до $\sigma = 0,5-0,6$ сек существенно сокращает неоднозначность решения и позволяет искать детальный разрез [11].

В настоящей работе для поиска на ЭВМ возможных скоростных разрезов верхней мантии используются кинематические характеристики волнового поля - годографы первых вступлений продольной волны карпатских глубоководных землетрясений. Привлечение для определенности решения динамических характеристик волн в условиях Карпатского региона связано с большими трудностями. Невозможность учета ряда факторов, искажающих динамику волн (направленность излучения из очага, отражающие условия на границах раздела слоев и др.), дополняется большой разнотипностью регистрирующей аппаратуры на станциях региона ввиду принадлежности их 10 государствам. В связи с этим и решено было построить систему годографов с изменяющейся глубиной очага со средней квадратичной погрешностью осредненного годографа каждой глубины, не превышающей $\pm 0,5-0,6$ сек.

Такая система осредненных годографов продольной волны, отвечающих семи значениям глубины очага, протяженностью 100 км была использована для расчета на ЭВМ полосы возможных скоростных разрезов.

Закон изменения скорости $v(H)$ с глубиной H разыскивался с помощью метода минимизации отклонений теоретических годографов $t(A)_T$ от соответствующих экспериментальных кривых $t(A)_E$ [8].

Каждая модель верхней мантии (разрез) представлялась набором параметров. Параметризация разреза включала: число слоев в модели; положение границ слоев; значения скоростей на границах слоев; предел, в котором менялись от разреза к разрезу значения каждого параметра; шаг дискретизации по каждому изменяемому параметру.

Метод поиска скоростных разрезов среди подробно описан в работе [8]. При конкретном применении его в нашем случае предполагалось, что:

- 1) средняя скорость в коре и ее мощность, а также и значения скорости на границе Мохоровичича (снизу) известны [6];
 2) горизонтальные изменения скорости незначительно влияют на время на пробега волн;

3) реальная среда может быть аппроксимирована системой сферически-концентрических слоев мощностью 30-55 км, а закон изменения скорости в каждом из слоев - законом Буллена.

В качестве оценок близости решения принимались такие разрезы $v(H)$, для которых значения среднеквадратичного отклонения

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [t(A_i, H_j)_T - t(A_i, H_j)_Z]^2},$$

а также максимального расхождения

$$m_j = \max_i |t(A_i, H_j)_T - t(A_i, H_j)_Z| = \max_i |A_{i,j}^t|$$

достигают наименьшего значения. Здесь A_i - значения эпицентральных расстояний; H_j - значения глубин источников; n - общее число точек A_i , в которых производится сравнение.

Экспериментальный годограф предполагался однозначной функцией эпицентрального расстояния, заданной со стандартными ошибками. Годограф задавался от 0 до 1000 км с постоянным шагом 40 км. С помощью программы решения прямой задачи вычислялись времена первых вступлений в тех же точках A_i , в которых задана экспериментальная кривая. Теоретические годографы рассчитывались для глубины очагов 100-170 км с шагом 10 км и эпицентральных расстояний 0-1000 км.

Расчитанный годограф считался удовлетворяющим экспериментальным данным, если в диапазоне эпицентральных расстояний 0-1000 км выполнялись условия: $\sigma < 0,5-0,6$ сек, $m_j < 1$ сек.

При определении закона $v(H)$ исследуемая толща среды (от ~ 90 км до ~ 200 км) разбивалась на слои так, чтобы в каждом из них содержалось несколько значений H_j . Затем производился перебор значений скорости на границах раздела (в пределах $\pm 0,25$ км/сек) и значения самих глубин границ (в пределах ± 15 км). Решением были такие кривые $v(H)$, для которых все величины σ_j и m_j принимали минимальные значения одновременно.

Для определения неоднозначности получаемого решения производился дополнительный перебор значений скоростей, глубин границ и градиентов скоростей уже в окрестности найденных оптимальных вариантов.

Номер варианта	(км)	100	120	130	140	150	160	170
I	(сек)	0,4	0,3	0,5	0,4	0,4	0,4	0,4
	(сек)	0,9	0,9	1,1	0,7	0,7	0,9	1,0
	(сек)	0,5	0,3	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4
II	(сек)	0,8	0,7	1,0	0,9	0,8	0,9	1,1

В результате описанного процесса минимизации были получены два близких разреза (см.рис.1), оценки которых представлены в таблице, а соответствующие отклонения Δt_{ij} - на рис.2,3.

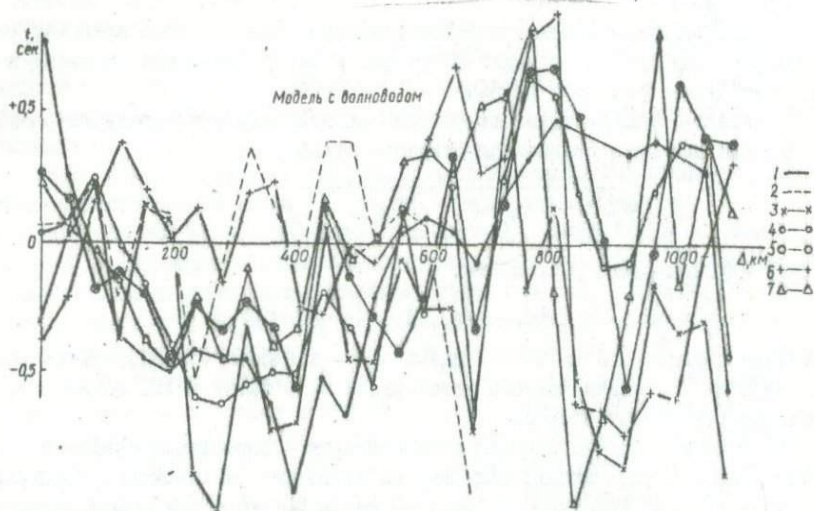


Рис.2. Отклонения Δt_{ij} в модели I:
 1 - 100 км; 2 - 120 км; 3 - 130 км; 4 - 140 км; 5 - 150 км; 6 - 160 км;
 7 - 170 км.

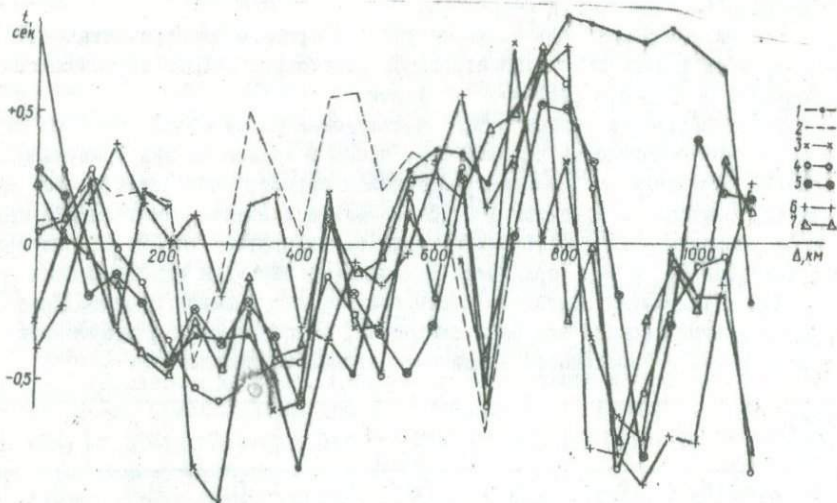


Рис.3. Отклонения Δt_{ij} в модели II:
 1 - 100 км; 2 - 120 км; 3 - 130 км; 4 - 140 км; 5 - 150 км; 6 -
 160 км; 7 - 170 км.

Как следует из таблицы, оба эти варианта оказываются равновероятными относительно используемого экспериментального материала. Отметим, что градиент скорости в интервале глубин $\sim 90-120$ км очень мал и составляет $1,5 \cdot 10^{-4}$ км $^{-1}$; глубже скорость сохраняет почти постоянное значение или испытывает незначительное понижение.

Из рис. 2, 3 видно, что кривые $\Delta t(A_i)$ имеют осциллирующий характер. Следовательно, регулярные отклонения теоретических и экспериментальных кривых отсутствуют, т.е. остались лишь отклонения, связанные, по-видимому, со случайными неоднородностями и потому дальнейшая минимизация величин Δt_{ij} , σ_j , m_j в рамках рассматриваемых моделей практически невозможна.

Сравнение найденных скоростных разрезов для карпатского региона с известными разрезами верхней мантии Европы (Джефрис [4], Леман [5], Т.Иосиф [7]) показывает, что наша кривая $v(h)$ лежит в области больших значений скорости за исключением интервала глубин $h = 50-100$ км кривой Леман. До глубины $h = 130$ км отклонение скоростей в среднем равно 0,1 км/сек. На глубинах свыше 150 км значения скоростей разнятся незначительно.

Уточнение модели скоростного строения верхней мантии будет проведено на основе качественно новых исходных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Сагалова Б.А., Попипко В.П. Особенности проявления сейсмической деятельности в эпицентральной зоне у гор Вранча в период 1952-1970 гг. (в печати).
2. Gutenberg B. Wave velocities at depths between 50 and 600 kilometers. - Bull. Seis. Soc. Amer., 1953, 43, Nr. 3.
3. Wichert E., Geiger L. Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. - Physik. Zeitschr., 1910, 2.
4. Yeffreys H. The times of P in Japanese and European earthquakes. - Mont. Not. Roy. Astron. Soc. Geophys., 1954, N 6.
5. Lehman I., Velocities of longitudinal waves in the upper part of the earth's mantle. - Ann. geophys., 1959, 5, N 1.
6. Сагалова Б.А., Кутас В.В. О скоростях сейсмических волн в Карпатском регионе по данным землетрясений. - В кн.: Сейсмичность Украины. К., "Наукова думка", 1969.
7. Иосиф Т. К вопросу о существовании слоя малых скоростей в верхней части оболочки Земли в Румынии. - Rev. Roum. Géol., Géophys. et Geogr., serie de Geophysique, 9, 1, Bucarest, 1965.
8. Матвеева Н.Н. Машинный алгоритм и метода определения скоростного разреза по совокупности кинематико-динамических данных. - Вопр. динам. теории распростран. сейсм. волн, сб. IX. Л., "Наука", 1968.
9. Яновская Т.Д. Вычисление скоростных разрезов верхней мантии по голографу сейсмических волн, как обратная математическая задача. - Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1963, № 8.
10. Валуэ В.П. Определение сейсмических разрезов по совокупности наблюдений. - В кн.: Вычислит. сейсм., вып. 4. М., "Наука", 1968.
11. Кейлис-Борок В.И. Сейсмология и логика. - В кн.: Вычислительная сейсмология, вып. 4. М., "Наука", 1968.

В.Д.Омельченко

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЗАТУХАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН
ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФУНДАМЕНТА В УСЛОВИЯХ,
БЛИЗКИХ К ЭКРАНИРОВАНИЮ

При изучении кристаллического фундамента в прогибах типа Днепровско-Донецкой впадины методом ГСЗ - КМПВ установлено [1], что существенные затруднения возникают из-за наличия высокоскоростных осадков (например, в Днепровско-Донецкой впадине отложения карбона и девона), непосредственно залегающих на кристаллическом фундаменте.

В таких случаях условия исследования были близки к экранированию. Годографы преломленных или преломленно-рефрагированных волн, соответствующих кристаллическому фундаменту и лежащим выше слоям осадочных пород с повышенными скоростями (до 6 км/сек), характеризуются практически одинаковыми кажущимися скоростями $V^* = 5,9-6,5$ км/сек. Особенно отчетливо экранирование проявляется в тектонических зонах (например, зоны сочленения прогибов со шитами), где при корреляции легко можно перейти с кристаллического фундамента на высокоскоростные осадки и наоборот, что приводит к неверному определению природы сейсмических волн и ошибочному построению структурной модели среды.

Волны [1,2], соответствующие кристаллическому фундаменту, медленнее затухают с расстоянием, чем волны, соответствующие осадкам. В некоторых районах для разделения кристаллического фундамента и осадочных высокоскоростных слоев используют динамические характеристики: коэффициенты поглощения сейсмических волн на соответствующих границах [1].

Медленное затухание сейсмических волн используется для выбора диапазона прослеживания волн от фундамента. При этом, согласно [1], преимущественно используются расстояния, на которых волны, соответствующие осадкам, уже затухли и поэтому практически не видны на записи, а волны, соответствующие фундаменту, выглядят как первые волны. Для более четкого выявления различий в частотных особенностях волн, а также для увеличения отношения амплитуд обычно производят регистрацию сейсмических волн в диапазоне низких частот (5-15 гц) (характерно, что это диапазон регистрации в ГСЗ - КМПВ). При исследовании глубинной структуры в Днепровско-Донецкой впадине показана возможность разделения волн, соответствующих фундаменту и высокоскоростной осадочной толще, с помощью изучения коэффициентов поглощения сейсмических волн на соответствующих границах.

Для этого, исходя из формул (2) и (3), определялись и стратегически обрабатывались граничные и пластовые коэффициенты поглощения сейсмических волн для границ первого рода:

$$a_r = \frac{\Delta(\bar{A} - \bar{A}^*)}{2 \cos \varphi \Delta x}, \quad (1)$$

где a_r - граничный коэффициент поглощения, м^{-1} ; Δx и $\Delta(\bar{A} - \bar{A}^*)$ - разности значений λ , горизонтальных координат и амплитуд для двух точек; φ - угол наклона границы.

При малых углах, согласно [1,2], до 10% можно несколько изменить формулу, считая, что $\cos \varphi = 1$:

$$a_{r0} = \frac{\Delta(\bar{A} - \bar{A}^*)}{2 \Delta x}. \quad (2)$$

Значения граничных коэффициентов определялись по встречным амплитудным графикам, при этом λ , т.е. расхождение, принималось согласно [1], равным 2 (рис.1).

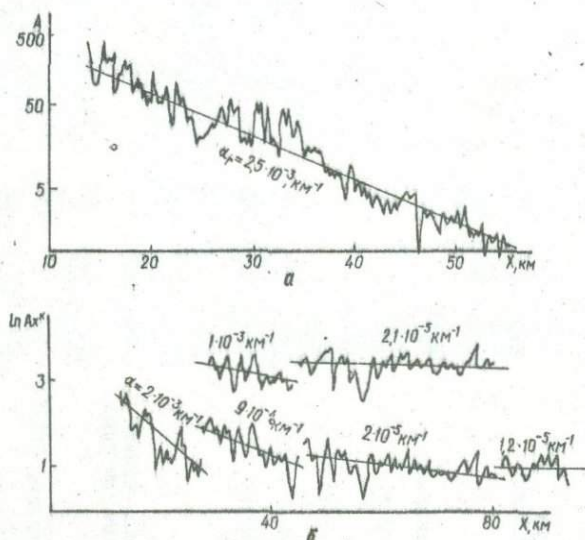


Рис.1. Графики $A = A(x)$: а - для осадочных пород; б - для осадков и консолидированной коры.

Пластовые коэффициенты поглощения определялись с помощью формулы (3) по отраженным волнам при горизонтально-слоистом характере среды и нормальном падении сейсмических лучей на отражающую границу.

При этом использовались отраженные волны, зарегистрированные при одном и том же взрыве:

$$a_{r1} = \frac{1}{V_{\Delta t}} \left[2n \frac{A_1 t_1}{A_2 t_2} + 2n \frac{k_2 (1 - k_1^2)}{k_1} \right], \quad (3)$$

Таблица I

Район	Порода (характер границы)	H, м	V , км/сек	f , Гц	$\alpha_{эф-I}$ М	α_{-I} М	Декремент поглощения	Источник сведений
Западная Сибирь	Песчано-глинистый метаморфизованный	500	2,2	40	$5 \cdot 10^{-3}$	-	-	Епинатьева, 1960
Прибалтика	Песчано-глинистый	250	2,5	70	$1 \cdot 10^{-3}$	-	-	То же
Причерноморье	"	1650	4,5	40	$1 \cdot 10^{-3}$	2	-	"
Апшерон	"	3500	5,5	35	$1 \cdot 10^{-3}$	-	-	"
Туймаза	Известняки	600	5,5	40	$5 \cdot 10^{-3}$	-	-	"
Подмосковье	Песчано-глинистый	20	1,0	125	$5 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-1}$	4,3	Епинатьева, 1949-1950
Восточный Донбасс	Сланцы, песчаник	300	4,6	30	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	4,3	Троянский, 1952
Башкирия	Известняки	140	5,4	70	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	Парижская, 1953
Татария	Известняки (метаморфические)	1300	6,0	15	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	Парижская, 1951
Западная Сибирь	Метаморфические породы	500	5,9	40	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	Парижская, 1953
Туймаза	Известняки	1300	6,0	10	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	Парижская, 1950
Днепроовско-Донецкая впадина	Полтавские пески	150	2,0	160	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	Михайлова, 1958
"	Мергель	750	3,5	40	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-2}$	"
Куйбышевская обл.	Известняк	1000	6,0	20	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-1}$	Молотова, 1959
То же	"	1200	6,0	7-20	-	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	"
Донбасс	Чернозем	20	2,0	60	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	Васильев, 1957
Куйбышевская обл.	Глина плотная, вязкая	40	3,0	55	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^{-1}$	Парижская, 1960
Днепроовско-Донецкая впадина	Песчано-глинистая порода	1000	4,0	40	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	Михайлова, 1958
То же	То же	1000	4,0	80	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	"
Херсонская обл.	Известняки	50	3,0	80	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	Михайлова, 1957
Западная Украина	Песчано-глинистая порода	400	3,0	40	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	Берзон, 1957
Гиссарский хребт	Осадочная толща мезозоя	15000	6,0	10	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	Халтурин, 1961
"	Карбонатные и терригенные породы	2000	6,0	50	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	Халтурин, 1962
Русская платформа	Осадочная толща	5000	4,0	25	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	Вольвовский, 1973
"	"	6000	6,0	20	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	То же

Продолжение табл. I

Район	Порода (характер границы)	H, м	V , км/сек	f , гц	$d_{эф}^{\text{I}}$, м	d_{I} , м	Декремент поглощения	Источник сведений
Гиссарский хребт	Гранит	15000	6,2	10	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	Халтурин, 1962
Западная Сибирь	Кристаллический фунда- мент	500	5,8	170	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	Халтурин, 1954
Охотское море	Граниты	10000	6,1	8	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	Аверьянов, 1950
Украина (Кривой Рог)	"	60	5,8	50	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	Царийская, 1950
То же	"	50	5,9	20	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	Васильев, 1958
	"	50	5,9	15	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$	"
Каспийское море	"	12000	6,4	7-9	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	Васильев, 1956
Туймаза	Фундамент	3000	6,2	10	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	Васильев, 1950
Татария	"	3000	6,2	15	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	Васильев, 1954
Каспийское море	Базальт	25000	6,8	10	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	Васильев, 1956
Охотское море	"	30000	6,8	7	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	Аверьянов, 1958
СССР, Сибирь	"	30000	6,9	11	$3 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	"	Вольвовский, 1973
Магадан	"	22000	6,7	10	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	Вольвовский, 1959
Каспийское море	Мохо	35000	8,0	7	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	Гальперин, 1956
Охотское море	"	38000	8,0	8	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	Аверьянов, 1959
СССР	"	40000	8,2	10	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	"	Вольвовский, 1973
США	"	50000	8,0	7	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	Пасечник, 1960
США	"	50000	8,2	3	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	"

где α_n - пластовый коэффициент поглощения, м^{-1} ; V - пластовая скорость, км/сек ; $\Delta t = t_2 - t_1$ - разность времен прихода обеих отраженных волн, сек ; A_1 и A_2 - амплитуды соответствующих волн; k_1 и k_2 - коэффициенты отражения, определенные согласно [2].

Т а б л и ц а 2

Тип волн	$V, \text{км/сек}$	$k, \text{км/сек}$	$\alpha_n, \text{м}^{-1}$	$\alpha_n, \text{м}^{-1}$
P_{O3}^{oc}	5,5	-	$2 \cdot 10^{-3}$	-
P_{O3}^{oc}	5,6	-	$2 \cdot 10^{-3}$	-
P_{O3}^{oc}	5,8	-	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-
P_{O4}^{oc}	5,9	-	$2,8 \cdot 10^{-3}$	-
P_{O4}^{oc}	6,0	-	$9,5 \cdot 10^{-4}$	-
P_{O4}^{oc}	6,0	-	$9 \cdot 10^{-4}$	-
P_O^k	6,3	-	$1 \cdot 10^{-4}$	-
P_O^k	6,5	-	$5 \cdot 10^{-5}$	-
P_O^k	6,4	-	$2 \cdot 10^{-5}$	-
P_O^k	6,4	-	$2,1 \cdot 10^{-5}$	-
P_I^k	7,0	-	$8 \cdot 10^{-6}$	-
$P_{отр}^k$	-	6,4	-	$4 \cdot 10^{-5}$
$P_{отр}^k$	-	6,3	-	$3 \cdot 10^{-5}$
$P_{отр}^m$	-	8,0	-	$5 \cdot 10^{-6}$
$P_{отр}^m$	-	7,9	-	$5,8 \cdot 10^{-6}$
$P_{отр}^m$	-	7,9	-	$6 \cdot 10^{-6}$

$P_{отр}^m$ - индекс, указывающий на тип волны.

Из данных коэффициентов поглощения сейсмических волн в земной коре Русской платформы и данных, рассчитанных по формулам (2) и (3) (табл. 1, 2), видно, что для различных пород характерны различные величины коэффициентов поглощения. Причем наибольшие коэффициенты поглощения $\alpha = k \cdot 10^{-1} + k \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ соответствует осадочным породам, где k находится в пределах от 1 до 10, наименьшие $\alpha = k \cdot 10^{-5} + k \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ - консолидированной коре. Однако диапазон изменения коэффициентов для одних и тех же пород достаточно широк, кроме того, породы равного литологического

состава могут характеризоваться одинаковыми значениями поглощения. Это, по-видимому, связано с тем, что, как отмечалось в работе [1], помимо литологического состава горных пород, на величину поглощения влияют и другие факторы: статическая нагрузка, возраст пород и др. Отмечалось [1, 3, 4], что скорость сейсмических волн является функцией глубины (Н) статической нагрузки, возраста пород (Т), литологии (L), температуры (t) и т.д., т.е.

$$V = f(H, T, L, t \dots).$$

В связи с этим нам представляется, что существует связь между поглощением и скоростью сейсмических волн. Для этой цели на плоскость α, V наносились коэффициенты поглощения с соответствующими им скоростями. Осреднение значений на плоскости α, V прямыми линиями при условии, что отклонения точек от аппроксимирующей прямой случайны, независимы и нормально распределены, характеризуют тесную связь (коэффициент корреляции 0,75) между коэффициентами поглощения и скоростями сейсмических волн. Осредняющие прямые (осредняющая прямая для параметров поглощения и скорости, соответствующая осадочным породам и прямая, соответствующая параметрам консолидированной коры) расположены под углом более 30° . Причем в области скорости $V = 6$ км/сек по вертикали (рис. 2) отмечается "скачок" почти на порядок (в величинах коэффициентов поглощения). Это свидетельствует о том, что в данных слоях (осадки и консолидированная кора) существуют различные характеры зависимости $\alpha = f(V)$ и, естественно, в таком случае слои легко отделяются друг от друга.

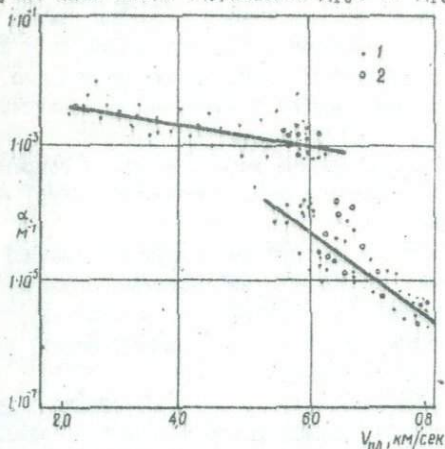


Рис. 2. График функции $\alpha = f(V)$:
1 - данные по Русской платформе;
2 - данные, рассчитанные по формулам (2) и (3).

Таким образом, характер зависимости коэффициентов поглощения (границных и пластовых) и скоростей (границных и пластовых) позволит отделить кристаллический фундамент от осадков в условиях, близких к экранированию.

Л и т е р а т у р а

1. Берзон И.С., Епинатьева Л.М., Парицкая Г.И., Стародубровская С.П. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. Пузырев Н.Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. М., Гостоптехиздат, 1959.
3. Соллогуб В.Б. Физические свойства горных пород Юго-Западного и Южного районов Европейской части СССР. К., Изд-во АН УССР, 1958.
4. Faust J.Y. Seismic velocity as a function of depth and geologic time. - Geophysics, 1951, XVIII, N 2.

УДК 551.24.241

М.И.Мельничук

(Львовский филиал математической физики
Института математики АН УССР)

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ЗЕМНОЙ КОРЫ

Проблема глубинного строения земной коры и верхней мантии является наиболее важной и наиболее сложной из всего комплекса вопросов геотектоники и, естественно, что для ее решения привлечены многие отрасли как геологических, так и физико-математических наук.

Четкое представление о строении земной коры и верхней мантии позволит решить ряд задач, тесно связанных с поисками и разведкой глубоководных рудоуправляющих комплексов пород, а также с развитием глубокого и сверхглубокого бурения. Поэтому вопрос о природе границ раздела земной коры — один из основных в проблеме ее строения.

Рассмотрим современные представления о строении земной коры и верхней мантии. Как отмечает А.В.Чекунов [27], впервые мысль о строении земной коры, как трехслойной оболочки, состоящей из осадочного, гранитного и базальтового слоев, получила наиболее законченное и логическое развитие в работе Р.Дели (1914). Многие ученые, не располагая данными сейсмологии, оценивали общую толщину земной коры в пределах современных данных (С.С.Куторга (1858) — около 50, А.А.Иностранцев (1865) — 35, И.Д.Лукашевич (1908) — 40–50 км).

О вещественном составе пород глубоких горизонтов земной коры и верхней мантии судят в основном по физическим свойствам различных горных пород, в частности, по данным скорости распространения упругих волн в земной коре и верхней мантии, по анализу древнейших пород, по изучению неоднородностей строения верхней мантии [1].

Именно по данным изменения скорости распространения упругих волн были установлены сейсмические границы раздела гранит — базальт (поверхность Конрада) и кора — мантия (поверхность Мохоровичича). В связи с этим делается попытка связать изменение скорости распространения упругих волн с петрографическим составом различных слоев земной коры и дать основные представления о ее структуре.

Наиболее четко по упругим свойствам земная кора подразделяется на три слоя: осадочный, гранитный и базальтовый. В связи с этим Н.А.Беляевский и В.В.Федьинский [4] отмечают, что поскольку "физические свойства пород определяются не только их составом, но и состоянием вещества при определенной температуре и давлении на глубине, то приведенное разделение земной коры на три слоя по геофизическим данным лишь в самых общих чертах оправдывают "петрографические" названия пород." По мнению В.Б.Солдуба [25], обозначения слоев земной коры "гранитный" и "базальтовый" не соответствуют своему названию.

Помимо основных границ раздела (Конрада и Мохо) в последнее время методом глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ) зафиксирован ряд преломляющих границ как в "гранитном" и "базальтовом" слоях, так и ниже поверхности Мохо, причем вариации скорости вдоль этих границ изменяются в весьма широких пределах от 0,1 до 0,5 и более км/сек.

В ряде районов Средней Азии в нижней части земной коры, вблизи раздела М, фиксируется слой со скоростью продольных волн порядка 6,5 км/сек (по данным М.П.Воларовича это соответствует сланцам), исключавший наличие здесь пород габброидного состава. Аналогичное явление обнаружено в Закарпатском прогибе [28].

И.Г.Клушин [12] приводит пример многослойного разреза литосферы, где интервал прослеживания границ составляет сотни километров и уменьшается с глубиной. Здесь вариации скорости распространения упругих волн в верхней мантии колеблются в пределах 0,1-0,35 км/сек.

Очевидно, такой характер изменения скорости объясняется изменением петрографического состава пород, их различной степенью метаморфизма.

Новые данные о характере распространения упругих волн и их природы, усовершенствование аппаратуры и методики сейсмических исследований, а также изучение физических свойств горных пород при различных условиях их залегания позволило Ф.Берчу [6,7] предположить, что земная кора представляет собой мозаику различного рода осадочных образований, интрузий, метаморфизованных осадков, вулканических пород; все эти породы пронизаны сбросами и разбиты на блоки различной величины и формы. Одной из причин относительной однородности сейсмических скоростей в коре Ф.Берч видит в сравнительно узком диапазоне колебаний скоростей и в весьма широком ряду изверженных пород от сиенитов до диоритов.

Развивая это положение Ф.Берча и базируясь на анализе результатов ГСЗ, Ю.Н.Годин [9], А.В.Богорин [10], И.А.Резанов [19-21], Н.И.Давленкова и Т.В.Смелянская [16] и другие исследователи делают вывод, что земная кора и верхние слои мантии сложены комплексом горных пород со сложной внутренней слоистостью.

Вопрос о природе сейсмических границ раздела земной коры и основных ее слоев является дискуссионным [24, 25]. Предлагается ряд гипотез о природе границ в коре, каждая из которых, в зависимости от конкретных условий наблюдения, может оказаться в какой-то степени вероятной.

Некоторые исследователи считают, что преломляющие поверхности в земной коре являются отображением вторичных преобразований горных пород под действием температуры, давления и других факторов (региональный метаморфизм) [22, 23] или отождествляются со структурно-стратиграфическими границами (поверхности несогласий и разрывов, разделяющие крупные разновозрастные структурные этапы [9, 19]), или как тектонические поверхности, по которым на глубине происходит скалывание, скольжение и течение горных масс [17].

Поверхность Мохо рассматривается как фазовая (раздел двух твердых фаз), химическая (раздел твердых фаз, имеющих различный химический состав), граница превращения базальта в эклогит, граница реакции оливин — серпентин, фронт метаморфизма, результат переплавления как корового, так и подкорового вещества или даже как первичная поверхность мантии, на которой позднее возникла земная кора [5, 18, 21, 24], причем все эти предположения вытекают из непосредственной зависимости изменения упругих свойств горных пород от условий их залегания.

Изучая особенности границ по характеру записи сейсмических волн и учитывая неоднородный состав вещества коры и мантии, некоторые авторы [5, 16] предполагают, что физические границы образуют переходные зоны, не позволяющие провести границы раздела. Такой же переходной зоной находится в основании земной коры мощностью порядка 10–15 км, разделяющий земную кору и мантию, в котором также выделяется ряд границ.

В соответствии с предположением И.А.Резанова [21], который считает, что граница Мохо подвижна и наложена, надо полагать, что границы земной коры отображают реальное распределение осадков и положение ограничивающих их поверхностей до погружения части коры в мантию, которые со временем претерпели глубокие метаморфические изменения, сохранив первоначальную слоистость.

Существование нескольких границ раздела, соответствующих по физическим свойствам границе М, по мнению В.Б.Соллогуба [24, 25], можно представить как какой-то фронт, где происходит преобразование базальта в эклогит и наоборот. Поверхность М изменяет свое положение по вертикали несмотря на то, что все физические процессы протекают очень медленно. Как отмечает В.Б.Соллогуб, видимо, остается и прежняя граница, хотя она по своим свойствам должна отличаться от современной. На основании этого В.Б.Соллогуб делает важный, на наш взгляд, вывод о том, что в разных структурных элементах земной коры должны наблюдаться различные свойства поверхности М.

Основным при интерпретации ГСЗ является выяснение геологической природы сейсмических границ, несущих основной объем информации о внутреннем строении и истории геологического развития земной коры [16]. Однако результаты ГСЗ дают нам границы раздела упругих свойств среды, а о геологической природе глубинных зон земной коры мы судим по известному комплексу пород с учетом лабораторных экспериментов.

Многие породы при определенных термодинамических условиях могут приобретать скорости, характерные для основных и ультраосновных пород, поскольку скорость $v, 1-8,2$ км/сек, свойственная поверхности М, приписывается веществу верхней мантии, отождествляемому с горной породой, показавшей при эксперименте аналогичные скорости. Однако многим метаморфическим породам и минералам свойственны скорости упругих волн, превышающие 8 км/сек. Это позволяет, как отмечает Г.Д.Афанасьев [2], считать недоказанным, что поверхность М есть граница верхней мантии, сложенной перидотитами или эклогитами. А.Э.Рингвуд и Д.Х.Грин, на данные которых ссылается Г.Д.Афанасьев, изучая переход габбро - эклогит, экспериментально доказали, что гипотеза объяснения природы поверхности М превращениями габбро - эклогит, не подтверждается и должна быть отвергнута.

Опираясь на экспериментальные данные о зависимости упругих свойств горных пород от напряженного состояния, Г.Д.Афанасьев [2] полагает, что при выяснении природы поверхности М должны быть учтены изменения физико-механических свойств горных пород, длительно находящихся в напряженном состоянии, в условиях, отвечающих термодинамическим параметрам этой поверхности. Верхняя твердая оболочка Земли - земная кора - представляет собой, несмотря на мозаичность своего состава, единую упругую среду. По его мнению, совокупность фактов позволяет предполагать, что сиалическая оболочка Земли простирается до глубины свыше 100 км, а появление раздела М на разной глубине обусловлено приложением различных нагрузок (для континента и океана) к одной и той же, по упругим свойствам, системе.

В настоящее время результаты ГСЗ и экспериментальные данные по изучению физических свойств горных пород в различных термодинамических условиях позволяют подойти к рассмотрению вопроса о природе границ раздела земной коры с иной точки зрения.

Опыт М.П.Воларовича, Ф.Берча и других исследователей показали, что если создать определенные условия эксперимента, близкие к условиям земной коры и верхней мантии, то такие породы, как известняки, мраморы и другие, приобретают свойства предполагаемых пород "гранитного", "базальтового" и "перидотитового" слоев.

На основе известных положений теории упругости и методов механики сплошных сред нами рассматривались (в теоретическом плане) физико-механические свойства горных пород в условиях горного давления и различных глубин залегания [15]. Опуская теоретическую сторону этого вопроса и развивая положение Г.Д.Афанасьева [2], попытаемся изложить нашу точку зрения на природу границ раздела земной коры, как один из возможных вариантов трактовки этого сложного вопроса.

Горные породы в зависимости от глубины залегания находятся в разных термодинамических условиях и характеризуются различными законами связи между напряжениями и деформациями [6-8, 13]. Очевидно, что изменение физико-механических свойств горных пород в зависимости от изменения тем-

температуры и давления может фиксироваться геофизическими методами исследований как граница раздела двух сред. В связи с этим проследим, как изменяются основные свойства горных пород с глубиной, т.е. в зависимости от величины давления, возникающего в результате действия поля силы тяжести.

Вертикальная и горизонтальная компоненты горного давления могут быть найдены расчетным путем. Величина вертикальной компоненты горного давления определяется мощностью и удельным весом пород, а горизонтальная при отсутствии тангенциальных сил деформации, как правило, не превышает вертикальной компоненты [11].

Для расчета изменения горного давления с глубиной приняты следующие пределы плотности: $2,2 \text{ г/см}^3$ на поверхности Земли и $3,41 \text{ г/см}^3$ на глубине 40 км, установленной по данным ГСЗ [26].

Как известно [11], упругость пород характеризуется модулем упругости, модулем сдвига и коэффициентом Пуассона. Все эти параметры пород связаны между собой и для большинства твердых тел найдены их значения. Так, модуль упругости изменяется от 10^4 до $5 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$. С ростом плотности пород он увеличивается, а с повышением температуры уменьшается и при температуре 600°C имеет наименьшее значение. Коэффициент Пуассона для большинства пород находится в пределах 0,2-0,4, а с повышением температуры увеличивается и приближается к 0,5.

На основании известных выражений и зависимостей [3, 13] мы попытались рассчитать, как изменяются с глубиной горное давление, коэффициент Пуассона и коэффициент поперечной деформации.

Простые расчеты показали, что породы, залегающие на различных глубинах, по физико-механическим свойствам могут быть разделены на четыре группы.

Первая группа пород, залегающая в интервале глубин от 0 до 800 м, характеризуется отсутствием объемного напряженного состояния из-за недостаточной нагрузки, создаваемой породами, т.е. под действием собственного веса еще не наблюдается деформация пород. Другие характеристики горных пород до глубины 800 м могут быть определены в нормальных лабораторных условиях при одноосном напряженном состоянии.

Вторая группа пород выделяется в интервале глубин от 800 до 1900 м и характеризуется появлением коэффициента поперечной деформации, который стремительно нарастает по параболическому закону от нуля до 0,25. Это значит, что происходит постепенное формирование объемного напряженного состояния горных пород. Вертикальная компонента горного давления варьирует в пределах от 200 до 494 кг/см^2 , а горизонтальная — составляет почти треть части вертикальной компоненты.

Начиная с глубины 1900 м, выделяется третья группа горных пород, для которых коэффициент Пуассона возрастает по линейной зависимости, а коэффициент поперечной деформации начинает уменьшаться на каждые 1000 м на 0,00724. Горизонтальная компонента горного давления в этом интервале

глубин нелинейно возрастает от одной третьей до единицы по отношению к вертикальной компоненте.

Четвертая группа пород находится на глубине 40–45 км и характеризуется состоянием, близким к пластическому. При этом температура составляет 600°C, величина горного давления – порядка 12 кбар, а коэффициент Пуассона приближается к 0,5.

Анализ напряженного состояния горных пород показывает, что с увеличением глубины залегания они приобретают различные физико-механические свойства, резко изменяющиеся на определенных глубинах, что позволяет выделить в пределах континентальных областей четыре предполагаемые границы раздела земной коры: а) первая залегает на глубине 800 м; б) вторая – на глубине 1900–2000 м; в) третья – на глубине от 16 до 20 км, носит расплывчатый характер и, по-видимому, отвечает зоне перехода между "гранитным" и "базальтовым" слоями; г) четвертая – на глубине 40–45 км, принимается нами за границу раздела между земной корой и верхней мантией, т.е. поверхность Мохо.

Очевидно, давления порядка 12 кбар и температуры 600°C [14] недостаточно для того, чтобы перевести горные породы, находящиеся на границе земной коры, и верхней мантии, в необратимое состояние. Поскольку при снятии всестороннего равномерного сжатия среда восстанавливает свои первоначальные свойства, то рассчитывать на получение образцов пород верхней мантии бурением, по-видимому, нет оснований.

С увеличением глубины залегания пород изменяется их объем, уменьшается их пористость, трещиноватость и т.д. Так, например, на глубине 40 км для пород с плотностью 2,2 г/см³ относительное изменение их объема составит 35%. Следовательно, все эти свойства пород, а также разломы могут существовать, по-видимому, только до поверхности Мохо. Проявление глубинных разломов ниже поверхности Мохо носит кратковременный характер, как результат разрядки напряжений, возникающих в мантии.

Таким образом, на основании изучения физико-механических свойств горных пород в зависимости от изменения термодинамических условий может быть дана характеристика поведения поверхности Мохо для различных геоструктурных элементов земной коры в зависимости от мощности вышележащих пород, их удельного веса, способа передачи нагрузки этих пород на нижележащие слои и других факторов.

Так, например, давление на нижележащие слои пород, создаваемое крупными блоками земной коры, имеющими один и тот же вес, но различные площади основания, будет различным. Это особенно характерно для Днепровско-Донецкой впадины, кристаллическое основание которой разбито на крупные блоки, имеющие различную форму от параллелепипедов до усеченных пирамид и клинов.

Как уже отмечалось, А.В.Чекунов [26], анализируя результаты ГСЗ, полученные для Закарпатского прогиба, пришел к заключению, что в разрезе земной коры прогиба нет сплошного "базальтового" слоя между поверхностями-

ми Конрада и Мохо. Ниже поверхности Конрада в разрезе фиксируются породы с упругими свойствами "гранитного" слоя. Такое явление, по-видимому, можно объяснить особенностями строения верхней части земной коры и характера передачи нагрузок на нижележащие слои вплоть до поверхности Мохо.

Одним из основных факторов, влияющих на характер поверхности Мохо, являются глубинные разломы, их протяженность, глубина заложения, сложность разрывных нарушений, характер сил деформации и т.д. По-видимому, характер поведения границы Мохо в пределах различных структурных элементов земной коры необходимо связывать с перемещением поверхности определенных физико-механических свойств горных пород в зависимости от изменения геотектонической обстановки, которая является решающим фактором при объяснении рассматриваемых явлений.

Л и т е р а т у р а

1. Артемьев М.Е. Осреднение аномалии Фая — источник информации о неоднородностях в мантии. — Бюл. МОИП, 5. М., 1965.
2. Афанасьев Г.Д. О границе земной коры и верхней мантии. МПК. — В кн.: XXIII сессия. ДСГ. Проблема Г. Кора и верхняя мантия. М.: "Наука", 1968.
3. Беляев Н.М. Сопротивление материалов. М., ГИТТЛ, 1953.
4. Беляевский Н.А., Федюнский В.В. Проблема изучения строения земной коры с помощью сверхглубоких скважин. — Советская геология, 1961, № 12.
5. Беляевский Н.А., Волыковский И.С., Рыбой В.З. Сейсмическая расчлененность земной коры и верхней части мантии. — В кн.: Природа сейсмических границ в земной коре. М., "Наука", 1971.
6. Берч Ф. Физика земной коры. — В кн.: Земная кора. М., ИЛ, 1957.
7. Берч Ф. Некоторые геофизические приложения исследования при высоких давлениях. — В кн.: Твердые тела под высоким давлением. М., "Мир", 1966.
8. Волярович М.П., Галдин Н.Б., Левыкин А.И. Исследование скоростей продольных волн в образцах изверженных и метаморфических горных пород при давлениях до 20000 кг/см². — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1966, № 3.
9. Годин Ю.Н. Сейсмические исследования земной коры, проведенные ВНИИгеофизикой на Русской платформе и в Средней Азии в 1956—1960 гг. — В кн.: Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР. Л., Гостехиздат, 1962.
10. Егоркин А.В. Строение земной коры на юго-востоке Русской платформы. — В кн.: Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР. Л., Гостехиздат, 1962.
11. Елотов Ю.П. Деформации горных пород. М., "Недра", 1966.
12. Клушин И.Г. — О природе серии сейсмических границ в нижней зоне литосферы. — В кн.: Геофиз. сб. АН УССР, 1971, вып. 44.
13. Лейбензон Л.С. Курс теории упругости. М., Гостехиздат, 1947.
14. Москалева С.В. О возможной природе поверхности Мохо. — В кн.: Проблема строения земной коры и верхней мантии. М., "Наука", 1970.
15. Мочерник Д.Ю., Мельничук М.И. Проблема бурения на верхнюю мантию. — В кн.: Проблемы геологии и техники освоения сверхглубокого бурения на нефть и газ в УССР. К., "Наукова думка", 1969.
16. Павленкова Н.И., Смелянская Т.В. Характеристика сейсмических границ в земной коре Украины. — В кн.: Природа сейсмических границ в земной коре. М., "Наука", 1971.
17. Пейве А.В. — Тектоника и магматизм. — Изв. АН СССР, серия геол., 1961, № 3.
18. Рахимова И.Ш. Процессы превращения вещества земной коры и верхней мантии и их роль в жизни Земли. — В кн.: Геофиз. сб. АН УССР, 1971, вып. 40.

19. Резанов И.А. К вопросу о геологической интерпретации данных глубинного сейсмического зондирования. — Советская геология, 1960, №6.
20. Резанов И.А. О строении земной коры платформенных областей. — БМОИП, отдел геол., т. XXXII, вып. I. М., Изд-во МГУ, 1962.
21. Резанов И.А. О геологической природе сейсмических границ раздела в земной коре. — В кн.: Природа сейсмических границ в земной коре. М., "Наука", 1971.
22. Ризничко Ю.В., Косминская И.П. О природе слоистости земной коры и верхней мантии. — ДАН СССР, 1963, 153, № 2.
23. Соллогуб В.Б., Чекунов А.В., Хилинский Л.А., Гаркаленко И.А. Результаты опытных сейсмических работ по изучению внутренней структуры кристаллического фундамента северной части Криворожского бассейна. — Геофиз. сб. АН УССР, 1962, вып. I (3).
24. Соллогуб В.Б. О природе сейсмических границ земной коры. — Геофиз. сб. АН УССР, 1968, вып. 25.
25. Соллогуб В.Б. Глубинные сейсмические исследования на Украине. — Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 48.
26. Харкевич Г.А. Плотность у кровли мантии по результатам статистического анализа данных ГСЗ. — В кн.: Геология и геофизика, вып. II. Новосибирск, "Наука", 1973.
27. Чекунов А.В. Кризисные явления в ГСЗ. — Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 48.
28. Чекунов А.В. Структура земной коры и тектоника юга Европейской части СССР. К., "Наукова думка", 1972.

УДК 550.834:621.391.15

Д.А.Васильев, А.С.Ганженко, А.Н.Герасименко, М.Г.Лизанец
(Институт нефти и газа, Ивано-Франковск)

К ТЕОРИИ УПРАВЛЯЕМЫХ ПРИБЛИЖНО-ИЗЛУЧАЮЩИХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИСТЕМ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ МОВ

В настоящее время в сейсморазведке методом отраженных волн (МОВ) широкое распространение получили различные методы обработки сейсмической информации, использующие направленность интерференционных систем (ИС) на приеме сейсмических колебаний (методы регулируемого направленного приема (МРНП), общей глубинной точки (МОГТ), преобразований по отраженным волнам (МОП) и др.) [3, 6]. Имеется также некоторый опыт в использовании направленности ИС на излучение (методы управления фронтами (МУФ), в том числе плоскими фронтами (МУПФ) сейсмических волн) [4]. Упомянутые ИС выполняют, таким образом, различные функции в преобразовании сейсмических записей, но в первую очередь применение ИС в сейсморазведке связано с необходимостью увеличения разрешающей способности ее методов, дающей одну из важных характеристик возможностей последних. В этой связи представляет значительный интерес вопрос о принципиальных возможностях методов обработки сейсмических записей, одновременно использующих свойства направленности ИС как на излучении, так и на приеме сейсмических колебаний по сравнению с указанными методами. Одним из таких методов обработки сейсмических записей является так называемый метод активной сейсмолокации (АСЛ), в котором реализуются направленности на излучении и приеме согласно известной лучевой схеме МОВ.

Получение оценок разрешающей способности методов обработки сейсмических записей связано с анализом характеристик направленности соответ-

ствущих ИС [2, 7]. Необходимо отметить, что в литературе по сейсморазведке МОВ утвердился принцип, согласно которому определение эффективности различных методов обработки дается посредством указания их разрешающей способности по кажущимся скоростям сейсмических волн (или более обобщенно — по дифференциальным кинематическим параметрам волнового поля), вытекающей из анализа соответствующих характеристик направленности по указанным кинематическим параметрам волнового поля [3, 5]. Несомненно, указанный принцип оценок разрешающей способности методов обработки далеко не является случайным и произвольным: он отражает вполне определенное свойство ИС, соответствующее тому или иному методу — давать на ее выходе с тем или иным качеством разделение (разрешение) по признаку различия в кажущихся скоростях двух интерферирующих объектов, непосредственно действующих на ее входе [5, 6]. Однако если иметь в виду, что основной задачей сейсморазведки МОВ является определение геометрических и скоростных параметров среды, то при отсутствии явной связи между значениями кажущихся скоростей и параметрами некоторой модели среды такое определение разрешающей способности методов обработки сейсмических записей явно не отвечает этой основной задаче сейсморазведки МОВ. По этой причине возникает необходимость дать определение характеристик направленности и получающиеся из их анализа оценок разрешающей способности этих методов именно по искомым — геометрическим и скоростным — параметрам среды. При этом не следует упускать из поля зрения тот очевидный факт, что практически все методы обработки сейсмических записей, использующие направленности соответствующих им ИС, имеют нечто общее, позволяющее дать описание их в рамках единого подхода и сопоставление эффективностей в рамках общей для них модели среды.

Предпринята попытка дать систематическое описание с единой точки зрения направленных систем, применяемых в сейсморазведке, с тем, чтобы получить замкнутые, сопоставимые и достаточно обзорные выражения для оценок их разрешающей способности в соответствии с основной задачей сейсморазведки МОВ.

Перейдем к составлению общих характеристик направленности ИС, осуществляющих обработку сейсмических записей, для чего введем левую систему координат Oxz , совместив ось Ox с профилем наблюдения. Начало координат поместим в центр базы излучения, ширина которой равна $2\xi_0$, причем ясно, что для некоторых ненаправленных на излучения ИС (МРНИ, МОП, кроме ОИТ) $\xi_0 = 0$; координату элементарного точечного излучателя обозначим через ξ . Центр базы приема, ширина которой $2\delta_0$, поместим в точку $x = \rho m$; координату элементарного точечного приемника обозначим через δ .

В методах обработки сейсмических записей с помощью соответствующих ИС осуществляется последовательный обзор некоторой области значений параметров, определяющих кинематическую структуру волнового поля, зарегистрированного в сейсмической записи. Указанное обстоятельство выражает-

ся в том, что частотные характеристики соответственно - для элементарного точечного излучателя - можно записать в виде

$$K_i(\omega) = I(\omega) \exp [j\omega \theta_i(\varphi)], \quad (1)$$

причем $\theta_i(0) = 0$;

а для элементарного точечного приемника - в виде

$$K_p(\omega) = P(\omega) \exp \{j\omega [\theta_p(\delta) + \theta]\}, \quad (2)$$

причем $\theta_p(0) = 0$, здесь $\theta_i(\varphi)$, $\theta_p(\delta)$ и θ - управляемые параметры, определяющие направленности излучающей и приемной ИС по кинематическим параметрам волнового поля, при этом $\theta_i(\varphi)$ и $\theta_p(\delta)$ - так называемые дифференциальные кинематические параметры; θ - ожидаемое время прихода некоторой отраженной сейсмической волны вдоль центрального сейсмического луча, исходящего из центра базы излучения к центру базы приема (согласно известной лучевой схеме МОВ); $I(\omega)$ - спектр излучаемых сигналов; $P(\omega)$ - спектральная характеристика аппаратурных искажений сейсмических сигналов в приемной системе.

В литературе по сейсморазведке МОВ приемные ИС рассматриваются в форме, в которой величина θ не является управляемым параметром, т.е. полагают

$$\theta = \text{const.} \quad (3)$$

Это означает, что случай, когда допускается возможность интерференции (наложения) сигналов, сдвинутых относительно друг друга лишь по временной оси, исключается.

Наряду с частотными характеристиками элементарных точечных излучателей и приемников необходимо ввести понятие частотной характеристики среды, состоящей из некоторого элемента - отражающей границы, - которую запишем следующим образом:

$$K_s(\omega) = S(\omega) \exp [j\omega \theta(\varphi, \delta)] = S(\omega) \exp \{j\omega [\theta_0 + \Delta \theta(\varphi, \delta)]\}, \quad (4)$$

причем $\Delta \theta(0,0) = 0$, где $\theta(\varphi, \delta) = \theta_0 + \Delta \theta(\varphi, \delta)$ выражается через геометрические и скоростные параметры среды. Здесь предполагается, что влияние среды на сигнал, излученный φ -тым источником и принятый δ -тым приемником, сказывается лишь в появлении его запаздывания на величину $\theta(\varphi, \delta)$ относительно момента начала излучения и некоторого искажения его "входного" спектра $I(\omega)$, даваемого в виде "переходной" частотной характеристики $S(\omega)$. Величина θ_0 - время пробега сейсмической волны по центральному сейсмическому лучу, соответствующему известной лучевой схеме МОВ.

С учетом (1) - (4) выражения для общих характеристик направленности ИС обработки сейсмических записей запишутся соответственно:

а) для случая, когда θ - управляемый параметр, тождественно не равный некоторой постоянной, в виде

$$K(\theta, \theta_i, \theta_p) = \frac{1}{4\theta_0 \delta_0 m_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} U(\omega) \exp \{j\omega [\theta - \theta_0 + \theta_i(\varphi) + \theta_p(\delta) - \Delta \theta(\varphi, \delta)]\} d\delta d\varphi d\omega; \quad (5')$$

б) и для случая, когда $\theta = \text{const} = \theta_0$, в виде

$$K_0(\theta_i, \theta_p) = \frac{1}{4\tau_0 \tau_p \tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) \exp\{j\omega[\theta_i(\xi) + \theta_p(\delta) - \Delta\theta(\xi, \delta)]\} d\xi d\delta d\omega, \quad (5'')$$

где $\tau_0 \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) d\omega$ — нулевой момент спектра [2, 7]:
 $U(\omega) = I(\omega) S(\omega) P(\omega)$.

Заметим, что выражения (5) описывают общие характеристики направленности ИС обработки сейсмических записей, включая в себя, в качестве частных случаев, и те характеристики направленности ИС обработки, которые не используют направленности ИС либо на излучении (МРНИ, МОГТ, МОП), либо на приеме (МУФ, МУПФ).

Так, для методов, не использующих направленности ИС на излучении, соответствующие выражения (5) для характеристик направленности ИС обработки сейсмических записей принимают вид

для случая а):

$$K(\theta, \theta_p) = \frac{1}{2\delta_0 \tau_0} \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) \exp\{j\omega[\theta - \theta_0 + \theta_p(\delta) - \Delta\theta(\delta)]\} d\delta d\omega \quad (6')$$

и для случая б):

$$K(\theta_p) = \frac{1}{2\delta_0 \tau_0} \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) \exp\{j\omega[\theta_p(\delta) - \Delta\theta(\delta)]\} d\delta d\omega. \quad (6'')$$

Соответственно для методов, не использующих направленности ИС на приеме, выражения (5) принимают следующий вид:

для случая а):

$$K(\theta, \theta_i, \delta) = \frac{1}{2\tau_0 \tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) \exp\{j\omega[\theta - \theta_0 + \theta_i(\xi) - \Delta\theta(\xi, \delta)]\} d\xi d\omega \quad (7')$$

и для случая б):

$$K(\theta_i, \delta) = \frac{1}{2\tau_0 \tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} U(\omega) \exp\{j\omega[\theta_i(\xi) - \Delta\theta(\xi, \delta)]\} d\xi d\omega. \quad (7'')$$

Для дальнейшего исследования полученных выражений (5) — (7) требуется введение некоторой модели среды, в качестве которой примем следующую: на глубине H , отсчитываемой из точки $x=m$ — середины отрезка, соединяющего центры баз излучения и приема — залегает плоская отражающая граница с углом наклона φ относительно оси Ox . Скорость v в покрывающей толще будем считать постоянной. Тогда $\theta(\xi, \delta)$ из (4) является уравнением годографа, отраженной от рассматриваемой границы волны:

$$\theta(\xi, \delta) = \theta_0 \sqrt{1 + 2v\tau_i \frac{\xi}{v\theta_0} + 2v\tau_p \frac{\delta}{v\theta_0} + 2v\tau_{ip} \frac{\xi\delta}{(v\theta_0)^2} + \frac{\xi^2}{(v\theta_0)^2} + \frac{\delta^2}{(v\theta_0)^2}}, \quad (8)$$

где множители $v\tau_i$ и $v\tau_p$ имеют смысл косинусов углов между осями Ox и направлениями соответственно падающего и отраженного лучей, составляющих центральный сейсмический луч согласно известной лучевой схеме МОВ;
 $v\tau_{ip} = -\cos 2\varphi$, причем ясно, что

$$|v\tau_i|, |v\tau_p|, |v\tau_{ip}| = 1. \quad (9)$$

Заметим, что для получения уравнения годографа ОГТ необходимо в уравнении (8) произвести замену (как это следует из определения годографа ОГТ [37]) переменной ξ на переменную $(-\delta)$.

Разлагая (8) в ряд Тейлора по степеням $\xi/v\theta_0$ и $\delta/v\theta_0$, получаем

$$\theta(\xi, \delta) = \theta_0 \left[1 + v\tau_i \frac{\xi}{v\theta_0} + v\tau_p \frac{\delta}{v\theta_0} + \frac{1}{2} (1 - v^2 \tau_i^2) \frac{\xi^2}{(v\theta_0)^2} + v(\tau_{ip} - v\tau_i \tau_p) \frac{\xi\delta}{(v\theta_0)^2} + \frac{1}{2} (1 - v^2 \tau_p^2) \frac{\delta^2}{(v\theta_0)^2} + \dots \right]. \quad (10)$$

Предполагая размеры баз излучения $2\xi_0$ и приема $2\delta_0$ малыми по сравнению с $v\theta_0$, что, как правило, и имеет место в практически интересных задачах сейсморазведки, а также, учитывая (9), допустимо ограничиться в дальнейшем линейным приближением в (10):

$$\theta(\xi, \delta) \approx \theta_0 + \tau_i \xi + \tau_p \delta. \quad (11)$$

Это приближение соответствует рассмотрению волнового поля в зоне Фраунгофера (так называемой дальней зоне). В этом случае, как известно, различие между методами обработки МОП и МРНП, а также МУФ и МУПФ исчезает.

Рассматривая некоторый элемент среды — отражающую границу с фиксированными параметрами

$$\varphi = \varphi_0, \quad H = H_0, \quad v = v_0, \quad (12)$$

тем самым фиксируем и параметры

$$\theta_0 = t_0, \quad \tau_i = \tau_{i0}, \quad \tau_p = \tau_{p0}, \quad (13)$$

определяющие кинематическую структуру волнового поля сейсмограммы, в которой содержится принятая отраженная от "фиксированной" границы волна, годограф которой с учетом (12) имеет вид

$$\theta(\xi, \delta) \approx t_0 + \tau_{i0} \xi + \tau_{p0} \delta, \quad (14)$$

причем явная форма t_0 , τ_{i0} , τ_{p0} от геометрических и скоростных параметров определяется следующими соотношениями:

$$t_0 = \frac{2H_0}{v_0} \sqrt{1 + \mu_0^2}, \quad \tau_{i0} = \frac{\sin \varphi_0 - \mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}}, \quad (15)$$

$$\tau_{p0} = \frac{\sin \varphi_0 + \mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}},$$

где $\mu_0 = \frac{m}{H_0}$.

Из изложенного следует, что величины $\theta_i(\xi)$, $\theta_p(\delta)$ и θ из (1) и (2) — управляемые параметры ИС обработки сейсмических записей — целесообразно выбрать в следующей форме:

$$\theta_i(\xi) = \tau_i \xi, \quad \theta_p(\delta) = \tau_p \delta, \quad \theta = \theta_0, \quad (16)$$

где τ_i , τ_p и θ_0 зависят от искомым - геометрических и скоростных - параметров φ , H , V модели среды так, как τ_{i0} , τ_{p0} и θ_0 зависят от фиксированных параметров φ_0 , H_0 и V_0 среды в соотношениях (15). В случае, когда возможность интерференции (наложения) сигналов, сдвинутых лишь по временной оси в сейсмической записи исключается (случай б), см. (3),

$$\theta = \text{const} = \theta_0.$$

Таким образом, аналогично соотношениям (15), запишем для основных методов обработки сейсмических записей следующее:

в МРНП

$$\tau_i = \tau_{i0}, \quad \tau_p = \frac{\sin \varphi + \mu \cos \varphi}{V \sqrt{1 + \mu^2}},$$

в МУПФ

$$\tau_i = \frac{\sin \varphi - \mu \cos \varphi}{V \sqrt{1 + \mu^2}}, \quad \tau_p = \tau_{p0}; \quad (17')$$

в МОГТ и АСД

$$\tau_i = \frac{\sin \varphi - \mu \cos \varphi}{V \sqrt{1 + \mu^2}}, \quad \tau_p = \frac{\sin \varphi + \mu \cos \varphi}{V \sqrt{1 + \mu^2}},$$

причем для перечисленных методов

$$\theta_0 = \frac{2H \cos \varphi}{V} \sqrt{1 + \mu^2}, \quad (17'')$$

где $\mu = \frac{m}{H}$.

С учетом (12) - (14) и (16) запишем выражения для общих характеристик направленности ИС, осуществляющих обработку сейсмических записей:

а) для случая, когда возможность интерференции сейсмических сигналов, сдвинутых лишь по временной оси, не исключается

$$K(\theta_0, \tau_i, \tau_p) = \frac{1}{m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \tilde{K}_i(\omega, \tau_i) \tilde{K}_p(\omega, \tau_p) e^{j\omega(\theta_0 - \tau_0)} d\omega, \quad (18')$$

б) и соответственно для случая, когда такая возможность исключается

$$K(\tau_i, \tau_p) = \frac{1}{m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \tilde{K}_i(\omega, \tau_i) \tilde{K}_p(\omega, \tau_p) d\omega, \quad (18'')$$

где

$$\tilde{K}_i(\omega, \tau_i) = \frac{1}{2\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \exp[j\omega(\tau_i - \tau_{i0})\tau] d\tau = \text{sin}[\omega(\tau_i - \tau_{i0})\tau_0],$$

$$\tilde{K}_p(\omega, \tau_p) = \frac{1}{2\delta_0} \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \exp[j\omega(\tau_p - \tau_{p0})\delta] d\delta = \text{sin}[\omega(\tau_p - \tau_{p0})\delta_0],$$

можно рассматривать как частотные характеристики направленности соответствующих ИС (по дифференциальным кинематическим параметрам волнового поля) соответственно на излучении и на приеме, причем

$$\sin \alpha = \frac{\sin \alpha \lambda}{\lambda}.$$

Необходимо отметить, что главные максимумы характеристик (I8') и (I8'') достигаются при значениях θ_0 , τ_i и τ_p , даваемых в (I3), при этом

$$\kappa(\tau_0, \tau_{i0}, \tau_{p0}) = 1, \quad \kappa(\tau_{i0}, \tau_{p0}) = 1.$$

Для получения оценок разрешающей способности ИС, соответствующих методам обработки (МРНЦ, МУПФ, МОГТ, АСЛ), перейдем к исследованию характеристик направленности (I8') и (I8'') по параметрам φ , H , ν модели среды, учитывая, что связи между кинематическими параметрами волнового поля и параметрами среды даются в виде соотношений (I5) и (I7). Выбирая способ варьирования параметров φ , H , ν среды в форме

$$H = H_0 + \Delta H = H_0 (1 + \Delta h), \quad \varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi, \quad \nu = \nu_0 + \Delta \nu = \nu_0 (1 + \Delta \nu),$$

где $\Delta h = \frac{\Delta H}{H_0}$, $\Delta \nu = \frac{\Delta \nu}{\nu_0}$, для $\theta_0 - \tau_0$, $\tau_i - \tau_{i0}$ и $\tau_p - \tau_{p0}$ из (I8') и (I8'') приближенно будем иметь:

для МРНЦ

$$\tau_i - \tau_{i0} = 0,$$

$$\tau_p - \tau_{p0} \approx \frac{\cos \varphi_0}{\nu_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}} \left[(1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0) (\Delta \varphi - \frac{\mu_0}{1 + \mu_0^2} \Delta h) - (\operatorname{tg} \varphi_0 + \mu_0) \Delta \nu \right],$$

для МУПФ

$$\tau_i - \tau_{i0} \approx \frac{\cos \varphi_0}{\nu_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}} \left[(1 + \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0) (\Delta \varphi + \frac{\mu_0}{1 + \mu_0^2} \Delta h) - (\operatorname{tg} \varphi_0 - \mu_0) \Delta \nu \right], \quad (I9')$$

$$\tau_p - \tau_{p0} = 0;$$

для МОГТ и АСЛ

$$\tau_i - \tau_{i0} \approx \frac{\cos \varphi_0}{\nu_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}} \left[(1 + \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0) (\Delta \varphi + \frac{\mu_0}{1 + \mu_0^2} \Delta h) - (\operatorname{tg} \varphi_0 - \mu_0) \Delta \nu \right],$$

$$\tau_p - \tau_{p0} \approx \frac{\cos \varphi_0}{\nu_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}} \left[(1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0) (\Delta \varphi - \frac{\mu_0}{1 + \mu_0^2} \Delta h) - (\operatorname{tg} \varphi_0 + \mu_0) \Delta \nu \right],$$

причем для перечисленных методов

$$\theta_0 - \tau_0 \approx \frac{2H_0 \cos \varphi_0}{\nu_0} \sqrt{1 + \mu_0^2} \left[-\Delta \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 + \left(\frac{\Delta h}{1 + \mu_0^2} - \Delta \nu \right) \right]. \quad (I9'')$$

Вводя следующие обозначения

$$\theta_0 - \tau_0 = \gamma_1, \quad \tau_i - \tau_{i0} = \gamma_2, \quad \tau_p - \tau_{p0} = \gamma_3,$$

$$\Delta \varphi = \lambda_1, \quad \Delta h = \lambda_2, \quad \Delta \nu = \lambda_3,$$

запишем приближенные выражения (I9) в компактной форме

$$\gamma_2 = \sum_{m=1}^3 a_{lm} \lambda_m,$$

где a_{lm} ($l, m = 1, 2, 3$) — соответствующие множители при $\Delta \varphi$, Δh , $\Delta \nu$ в выражениях (I9) для $\theta_0 - \tau_0$, $\tau_i - \tau_{i0}$, $\tau_p - \tau_{p0}$, записанных для разных ИС (МРНЦ, МУПФ, МОГТ, АСЛ). Причем для случая б), т.е. когда возможность интерференции сигналов, сдвинутых лишь по оси времен исключается,

$$a_{lm} \equiv 0.$$

Общие характеристики направленности (18') и (18'') для ИС обработки сейсмических записей по параметрам x_m ($m = 1, 2, 3$) запишутся теперь в виде:

в случае а)

$$K(x_1, x_2, x_3) \approx \frac{1}{4 \xi_0 \delta_0 m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \exp \left[j\omega \sum_{m=1}^3 a_{1m} x_m \right] \times \\ \times \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \exp \left[j\omega \sum_{m=1}^3 a_{2m} x_m \xi \right] d\xi \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \exp \left[j\omega \sum_{m=1}^3 a_{3m} x_m \delta \right] d\delta d\omega, \quad (20')$$

в случае б)

$$K(x_1, x_2, x_3) \approx \frac{\xi_0}{4 \xi_0 \delta_0 m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \exp \left[j\omega \sum_{m=1}^3 a_{2m} x_m \xi \right] d\xi \times \\ \times \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \exp \left[j\omega \sum_{m=1}^3 a_{3m} x_m \delta \right] d\delta d\omega. \quad (20'')$$

Оценку разрешающей способности ИС по параметру x_m ($m = 1, 2, 3$) будем определять, как ширину главного максимума соответствующей характеристики направленности [4]. Причем для получения такой оценки, в окрестностях значения $x_m = 0$ ($m = 1, 2, 3$), в сечениях соответствующих характеристик направленности плоскостями

$$x_k \neq 0, x_l = 0; \quad k, l = 1, 2, 3; \quad k, l \neq m \quad (21)$$

характеристики (20') и (20'') с достаточной для практического использования точностью можно аппроксимировать степенным разложением по x_m ($m = 1, 2, 3$) в квадратичном приближении. Для некоторого параметра x_m ($m = 1, 2, 3$) характеристики (20') и (20'') с учетом сказанного (а также (21)) принимают вид:

в случае а)

$$K(x_m) \approx \frac{1}{4 \xi_0 \delta_0 m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \exp(j\omega a_{1m} x_m) \times \\ \times \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \exp(j\omega a_{2m} x_m \xi) d\xi \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \exp(j\omega a_{3m} x_m \delta) d\delta d\omega,$$

и в случае б)

$$K(x_m) \approx \frac{1}{4 \xi_0 \delta_0 m_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \exp(j\omega a_{2m} x_m \xi) d\xi \int_{-\delta_0}^{\delta_0} \exp(j\omega a_{3m} x_m \delta) d\delta d\omega,$$

для которых квадратичные приближения имеют следующий вид:

в случае а)

$$K(x_m) \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2}{m_0} \left\{ a_{1m}^2 + \frac{1}{3} (a_{2m}^2 \xi_0^2 + a_{3m}^2 \delta_0^2) \right\} x_m^2, \quad m = 1, 2, 3,$$

и в случае б)

$$K(x_m) \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2}{m_0} \left\{ a_{2m}^2 \xi_0^2 + a_{3m}^2 \delta_0^2 \right\} x_m^2, \quad m = 1, 2, 3,$$

где $m_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 U(\omega) d\omega$ - второй момент спектра $U(\omega)$ [2, 7].

Таким образом, оценки разрешающей способности ИС обработки сейсмических записей (АСЛ) имеют вид:

в случае а)

$$2x_m \approx \frac{2\left(2 \frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2}}{\left[a_{1m}^2 + \frac{1}{3}(a_{2m}^2 \xi_0^2 + a_{3m}^2 \delta_0^2)\right]^{1/2}}, \quad (22)$$

и в случае б)

$$2x_m \approx \frac{2\left(6 \frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2}}{\left[a_{2m}^2 \xi_0^2 + a_{3m}^2 \delta_0^2\right]^{1/2}}; \quad (23)$$

в частности, для ненаправленных на излучении ИС (МРП, МОГТ) имеем:

в случае а)

$$2x_m \approx \frac{2\left(2 \frac{m_0}{m_b}\right)^{1/2}}{\left[a_{1m}^2 + \frac{1}{3}a_{3m}^2 \delta_0^2\right]^{1/2}}, \quad (24)$$

и в случае б)

$$2x_m \approx \frac{2\left(6 \frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2}}{a_{3m} \delta_0}, \quad (25)$$

так как для ненаправленных на излучении ИС $a_{2m} \equiv 0$;

и для ненаправленных на приеме ИС (МУПФ) имеем соответственно:

в случае а)

$$2x_m \approx \frac{2\left(2 \frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2}}{\left[a_{1m}^2 + \frac{1}{3}a_{2m}^2 \xi_0^2\right]^{1/2}} \quad (26)$$

и в случае б)

$$2x_m \approx \frac{2\left(6 \frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2}}{a_{2m} \xi_0}, \quad (27)$$

так как для ненаправленных на приеме ИС $a_{3m} \equiv 0$.

Для использования приведенных формул (22) - (27) выпишем значения a_{em} для упомянутых методов обработки сейсмических записей:

в РПД

$$a_{21} = a_{22} = a_{23} = 0, \quad a_{31} = \frac{\cos \varphi_0}{v_0 \sqrt{1 + \mu_0^2}} (1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0),$$

$$a_{32} = \frac{\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{3/2}}, \quad a_{33} = -\frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (\operatorname{tg} \varphi_0 + \mu_0);$$

в УПФ

$$a_{21} = \frac{1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (1 + \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0), \quad a_{22} = \frac{\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{3/2}}, \quad (28')$$

$$a_{23} = \frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (\operatorname{tg} \varphi_0 - \mu_0), \quad a_{31} = a_{32} = a_{33} = 0;$$

в ОГТ

$$a_{21} = a_{22} = a_{23} = 0, \quad a_{31} = \frac{2\mu_0 \sin \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}}.$$

в АСЛ

$$a_{21} = \frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (1 + \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0), \quad a_{22} = \frac{\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{3/2}} (1 + \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0),$$

$$a_{23} = -\frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (\operatorname{tg} \varphi_0 + \mu_0), \quad a_{31} = \frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0),$$

$$a_{32} = -\frac{\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{3/2}} (1 - \mu_0 \operatorname{tg} \varphi_0), \quad a_{33} = \frac{\cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}} (\operatorname{tg} \varphi_0 + \mu_0).$$

Причем для всех упомянутых методов обработки сейсмических записей:
в случае а)

$$a_{11} = \frac{2\mu_0 \sin \varphi_0}{v_0} (1 + \mu_0^2)^{1/2}, \quad a_{12} = \frac{2\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0 (1 + \mu_0^2)^{1/2}}, \quad (28^a)$$

$$a_{13} = -\frac{2\mu_0 \cos \varphi_0}{v_0} (1 + \mu_0^2)^{1/2};$$

в случае б) $a_{1m} = 0$, $m = 1, 2, 3$.

Самостоятельный интерес представляют собой и сравнительные оценки $\delta x_{m, i, 2} = \frac{2x_{m, i, 2}}{2x_{m, 2}}$ разрешающей способности метода I относительно метода 2 по параметру $x_{m, 2}$. При этом смысл сравнительных оценок состоит в том, что в некоторой области значений параметров φ_0 , μ_0 , v_0 , ξ_0 и δ_0 метод I обладает лучшей разрешающей способностью по сравнению с методом 2, если соответствующая сравнительная оценка по параметру $x_{m, 2}$ по модулю меньше 1.

Для различных методов обработки имеем, используя (22), (24) и (26), для случая а):

$$\delta x_{mAP} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mPНП}} \approx \left[\frac{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} a_{3m}^2 \frac{\delta_0^2}{PНП}}{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} (a_{2mACЛ}^2 \frac{\delta_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2)} \right]^{1/2},$$

$$\delta x_{mAY} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mYПФ}} \approx \left[\frac{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} a_{2mYПФ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2}}{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} (a_{2mACЛ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2)} \right]^{1/2},$$

$$\delta x_{mAO} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mOГТ}} \approx \left[\frac{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} a_{3mOГТ}^2 \frac{\delta_0^2}{v_0^2}}{a_{1m}^2 + \frac{1}{3} (a_{2mACЛ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2)} \right]^{1/2}.$$

Имеем аналогично, используя (23), (25) и (27), для случая б):

$$\delta x_{mAP} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mPНП}} \approx \left[\frac{a_{3mPНП}^2 \frac{\delta_0^2}{v_0^2}}{a_{2mACЛ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2} \right]^{1/2},$$

$$\delta x_{mAY} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mYПФ}} \approx \left[\frac{a_{2mYПФ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2}}{a_{2mACЛ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2} \right]^{1/2},$$

$$\delta x_{mAO} = \frac{2x_{mACЛ}}{2x_{mOГТ}} \approx \left[\frac{a_{3mOГТ}^2 \frac{\delta_0^2}{v_0^2}}{a_{2mACЛ}^2 \frac{\xi_0^2}{v_0^2} + a_{3mACЛ}^2 \delta_0^2} \right]^{1/2},$$

где $a_{2mPНП}$, $a_{2mYПФ}$, $a_{2mACЛ}$ ($i, m = 1, 2, 3$) определяются по соответствующим формулам в (28).

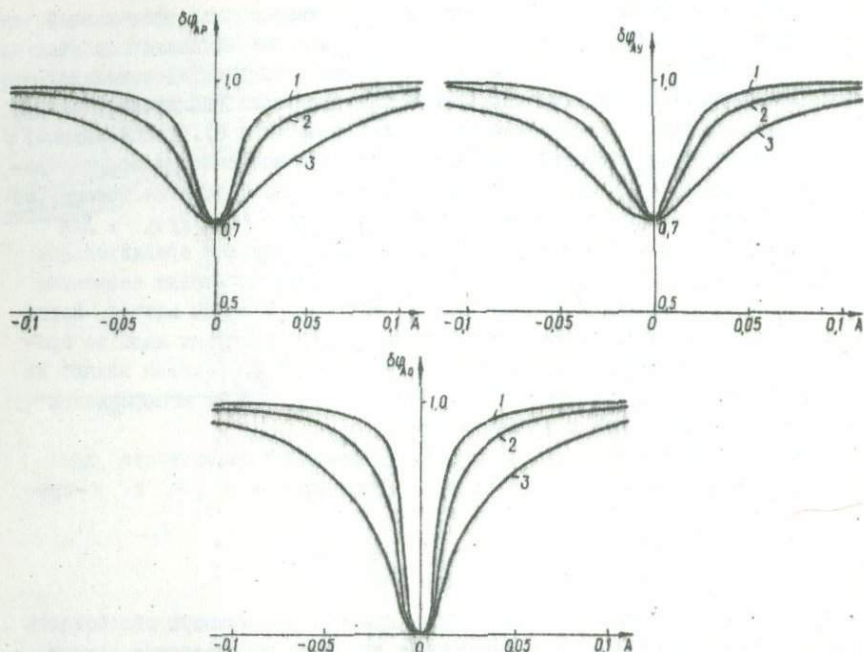


Рис.1. Графики зависимостей сравнительных оценок разрешающей способности метода АСМ по сравнению с методами РИЦ, УПФ, ОГТ по параметру φ от параметров A и μ_0 : 1 - $\mu_0 = \frac{1}{4}$; 2 - $\mu_0 = \frac{1}{3}$; 3 - $\mu_0 = \frac{1}{2}$ (случай а)).

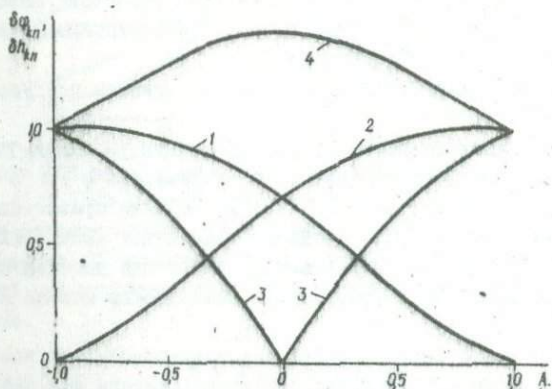


Рис.2. Графики зависимостей сравнительных оценок разрешающей способности метода АСМ по сравнению с методами: 1 - РИЦ по параметрам φ и H ; 2 - УПФ по параметрам φ и H ; 3 - ОГТ по параметру φ ; 4 - ОГТ по параметру H (случай б)).

Характер зависимости полученных сравнительных оценок разрешающей способности от искомых параметров среды для практически важного случая равенства баз излучения и приема $\xi_0 = \xi_0'$ показан на рис. 1-3 соответственно для случаев а), когда возможность интерференции (наложения) сигналов, сдвинутых лишь по временной оси не исключается и б), когда упомянутая возможность исключается. На рис. 1 показаны зависимости сравнительных оценок разрешающей способности для случая а) по одному из параметров среды φ в зависимости от параметров A и μ_0 , где $A = \mu_0 \xi_0 \varphi_0$. Для остальных параметров — H и ν — среды для этого случая сравнительные оценки δx_{mAP} , $\delta x_{mA''}$, δx_{mAO} ($m = 2, 3$) при пренебрежимо малых значениях параметра A уже близки к 1. Это объясняется тем, что для случая, когда возможность интерференции сейсмических сигналов, сдвинутых лишь по временной оси не исключается, небольшие изменения $\varphi_0 - \xi_0'$ сильно влияют на значения относительных оценок по параметрам H и ν , т.е. коэффициенты a_{1m} велики по сравнению с коэффициентами a_{2m} , a_{3m} .

Сравнительные относительных оценок разрешающей способности для случая б) показаны на рис. 2 и 3 по всем параметрам — φ -, H - и ν -среды.

Выводы

1. Получены выражения, позволяющие оценить разрешающую способность различных методов обработки сейсмических записей, использующих направленность соответствующих ИС либо только на приеме (МРНИ, МОГТ) или на излучении (МУПФ), либо одновременно и на излучении и приеме (АСЛ) по геометрическим и скоростным параметрам среды. Для удобства проведения сравнительного анализа разрешающей способности различных методов приведены выражения для их сравнительных оценок. Соответствующие им зависимости отражены графически на рисунках.

2. Анализ полученных выражений позволяет сделать следующие заключения:

а) в случае, когда возможность интерференции сигналов, сдвинутых лишь по временной оси, не исключается, по параметрам φ , H и ν -среды разрешающая способность методов МРНИ, МУПФ, МОГТ не превосходит разрешающую способность метода АСЛ; при достаточно малых значениях параметра A и достаточно больших μ_0 наблюдается достаточно высокая по сравнению с методами МРНИ, МУПФ и МОГТ разрешающая способность метода АСЛ по параметру φ среды (см. рис. 1);

б) в случае, когда такая возможность исключается, по всем параметрам φ -, H - и ν -среды разрешающая способность метода АСЛ превосходит в этом случае разрешающую способность МРНИ и МУПФ, а также по параметру φ -среды — разрешающую способность МОГТ. По параметрам H и ν разрешающая способность ОГТ превосходит в этом случае разрешающую способность АСЛ, причем по параметру ν — лишь при достаточно малых значениях параметров A и μ_0 . Вблизи значений $\xi_0 \varphi_0 = \pm \mu_0$ методы МРНИ, МУПФ по пара-

метру ν вообще не обладают разрешающей способностью. Эти значения физически соответствуют случаям, когда сейсмические волны подходят к центрам приемных баз по лучам, близким к вертикальным. Вблизи значений $\epsilon g \nu_0 = 0$ метод МОГТ не обладает разрешающей способностью по параметру φ (см. рис. 2 и 3).

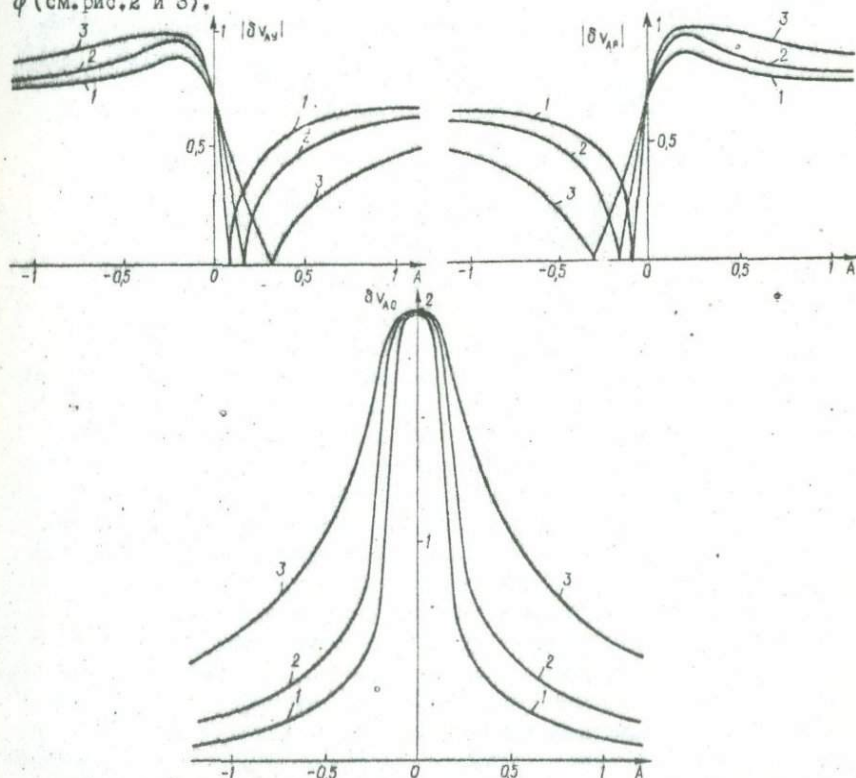


Рис. 3. Графики зависимостей сравнительных оценок разрешающей способности метода АСЛ по сравнению с методами РНП, УПФ, ОГТ по параметру ν (случай б): 1 - $\mu_0 = \frac{1}{4}$; 2 - $\mu_0 = \frac{1}{3}$; 3 - $\mu_0 = \frac{1}{2}$.

3. Таким образом, можно сделать вывод о наличии дополнительных возможностей в методе АСЛ по сравнению с другими методами обработки сейсмических записей, не использующими одновременно направленности ИС на излучений и приеме.

Л и т е р а т у р а

1. Бендерский В.А., Райхер Л.Д., Хараз И.И. Метод управления фронтами волн в сейсморазведке. - Тр. Украинского н.-и. геологоразведочного института. М., "Недра", 1973.
 2. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., "Советское радио", 1971.

3. Мешей В.И. Сейсморазведка методом общей глубинной точки. М., "Недра", 1973.
4. Нахамкин С.А. К теории регулируемого направленного приема (РНП), - В кн.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. У1. М., Гостоптехиздат, 1962.
5. Рябинкин Л.А. и др. Теория и практика сейсмического метода РНП. М., Гостоптехиздат, 1962.
6. Тимошин Ю.В. Дифракционное преобразование сейсмических записей. М., "Недра", 1972.
7. Каржевич А.А. Спектры и анализ. - В кн.: Избранные труды в трех томах, т.2. М., "Наука", 1973.

УДК 550.834.5.(476)

Б.А.Галаган

(Белорусский научно-исследовательский
геологоразведочный институт, Минск)

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СУММАРНОГО ПОЛЯ МНОГОКРАТНЫХ ВОЛН
И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПРОСЛЕЖИВАНИЕ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН
ОТ МЕЖСОЛЕВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ПРИПЯТСКОЙ ВПАДИНЫ

Одной из основных задач сейсморазведки в Припятской впадине является изучение перспективных на нефть и газ межсолевых отложений. Их картирование связано с большими трудностями из-за сложности и изменчивости волнового поля по площади. Покрывающая межсолевые отложения верхнесоленосная толща, по данным акустического каротажа, имеет сложное внутреннее строение: тонкослоистость, резкая скоростная дифференциация, изменчивость скоростных разрезов по площади. Анализ материалов ВСП в Припятской впадине [5] показывает, что отраженные волны от мелкозалегающих границ хорошо коррелируются на вертикальном профиле и увязываются с поверхностными наблюдениями. Отраженные волны от глубокозалегающих границ в большинстве случаев завуалированы многократными волнами, возникающими в результате отражения падающих волн на многочисленных границах верхнесоленосной толши. По зарегистрированному волновому полю иногда имеется возможность проследить схему образования отдельных кратных волн в надсолевой части разреза. В верхнесоленосной толще невозможно выделить какие-либо определенные кратнообразующие границы. Следовательно, возможности экспериментального изучения крайне ограничены из-за трудностей расчленения сложного волнового поля на отдельные составляющие. В настоящее время для изучения характеристик волнового поля в тонкослоистых средах применяются численные методы расчета волновых полей на ЭВМ - метод синтетических сейсмограмм [2, 4].

Рассматриваются свойства многократных волн, образовавшихся в покрывающей межсолевые отложения толще северной части Припятской впадины. Приводятся в основном данные теоретических исследований по предложенному Н.А.Трапезниковой и А.Г.Авербухом методу расчета синтетических сейсмограмм в слоистых поглощающих средах [6].

Данная программа, реализованная для ЭВМ БЭСМ-6, позволяет вычислять теоретические сейсмограммы с учетом произвольной частотной зависимости коэффициента поглощения и дисперсии скорости при произвольном положении по вертикали источника и приемника, учитывать поглощение при всех актах отражения и преломления на границах слоев, а также дает возможность раздельно анализировать трассы однократных и многократных волн и оценивать в изучаемом разрезе уровень многократных волн по сравнению с полезными сигналами в произвольных временных и частотных диапазонах.

Сейсмологическая характеристика разрезов покрывающей толщи

Межсолевые отложения перекрываются верхнесоленосной и надсолевой толщами, которые различаются по литологическим, промыслово-геофизическим и скоростным характеристикам.

Верхняя соленосная толща по литологическому составу, промыслово-геофизическим данным и скоростной характеристике делится на галитовую и глинисто-галитовую. Галитовая подтолща сложена каменной солью с редкими (до 5-10%) прослоями терригенных и сульфатно-карбонатных пород. Среднепластовая скорость в галитовой подтолще составляет 4300-4600 м/сек. Глинисто-галитовая подтолща представлена переслаивающимися пластами галогенных, песчано-глинистых и сульфатно-карбонатных пород. Пластовые скорости в глинисто-галитовой подтолще изменяются от 4000-4200 м/сек на крыльях структур до 3600-3800 м/сек в депрессионных зонах. Скоростная характеристика глинисто-галитовой подтолщи весьма сложна и определяется значительной скоростной неоднородностью слагающих ее слоев. Расчеты теоретических сейсмограмм проведены для разрезов с различной степенью скоростной дифференциации соленосной толщи, отражающейся в изменении статистических параметров; диапазона изменения скорости (W), среднепластовой скорости ($V_{пл}$) и среднеквадратического отклонения (σ) (табл. I).

Надсолевые отложения, включающие породы от девонского до четвертичного возраста включительно, представляют собой сравнительно монотонную песчано-глинистую толщу с линейным нарастанием скорости с глубиной, на фоне которой выделяются тонкие высоко- и низкоскоростные слои, связанные с породами палеогена мела, известняками юры, карбона и девона, а также песчаниками пермтриаса. В связи с отсутствием материалов акустического каротажа в надсолевой части (за исключением скв. Октябрьской Р-2) для получения детальной скоростной характеристики надсолевых отложений использовались материалы электрокаротажа, микросейсмокаротажа и ВСП.

Как видно из табл. I, по величинам среднепластовой скорости ($V_{пл}$), среднеквадратического отклонения (σ) наиболее выдержанной является надсолевая часть разреза. В глинисто-галитовой подтолще верхнесоленосных отложений более сильно меняются как величины среднеквадратического отклонения, так и диапазон изменения скорости.

Таблица I

K	$\alpha(f) \text{ м}^{-1}$						
	$f = 5 \text{ гц}$	$f = 20 \text{ гц}$	$f = 30 \text{ гц}$	$f = 40 \text{ гц}$	$f = 50 \text{ гц}$	$f = 70 \text{ гц}$	$f = 100 \text{ гц}$
0,00							
$0,01 \cdot 10^{-5}$	0,00000314	0,0000125	0,0000188	0,0000251	0,0000314	0,0000439	0,0000628
$0,08 \cdot 10^{-5}$	0,000058	0,00022	0,00033	0,00044	0,00055	0,00077	0,001
$0,16 \cdot 10^{-5}$	0,000059	0,00023	0,00034	0,00046	0,00057	0,00080	0,0011
$0,2 \cdot 10^{-5}$	0,00006	0,00024	0,00036	0,00048	0,00060	0,00084	0,0012
$0,25 \cdot 10^{-5}$	0,000078	0,000314	0,000471	0,000628	0,000785	0,00109	0,00157
$0,5 \cdot 10^{-5}$	0,000157	0,000785	0,00094	0,00125	0,00157	0,0022	0,00251
$0,7 \cdot 10^{-5}$	0,000219	0,00088	0,00132	0,00175	0,00219	0,00307	0,00439
$0,25 \cdot 10^{-4}$	0,000785	0,00314	0,00471	0,00628	0,00785	0,00109	0,0157
$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,00314	0,00125	0,00188	0,0251	0,0314	0,0439	0,628

По поглощающим свойствам покрывающая толща делится на две части: надсолевые отложения с $\alpha = 2,1 - 10 \cdot 10^{-3}$ 1/м и верхнесоленосные отложения с $\alpha = 0,7 - 0,9 \cdot 10^{-3}$ 1/м [1].

Методика теоретических расчетов

Модель среды задавалась пятью массивами: N_i (м) – мощностью i -го слоя; V (м/сек) – скоростью сейсмических волн в i -ом слое на опорной частоте ($f = 50$ гц); ρ (г/см³) – объемная плотность; N и K – параметры, определяющие частотную зависимость коэффициента поглощения в формуле $\alpha = K \omega^N$; N_i – принималось при расчетах равным 1,0; 0,98; 0,93, что соответствует линейной ($N = 1$) и нелинейной ($N = 0,98$ и $0,93$) зависимости коэффициента поглощения от частоты. Значения K и α , с которыми велись расчеты теоретических сейсмограмм, приведены в табл.2. При теоретических расчетах диапазон изменения α был увеличен по сравнению с экспериментальным: в верхнесоленосных отложениях параметр K изменялся от $0,16 \cdot 10^{-5}$ до $0,5 \cdot 10^{-5}$ и в надсолевой толще от $0,25 \cdot 10^{-5}$ до $0,25 \cdot 10^{-4}$ (табл.2). Изменение параметра K в указанных пределах приводит к изменению соотношения сигнал/помеха ($\frac{FV}{FF}$) в 1,1 – 1,2 раза; затухание трас однократных (FV) и многократных волн (FF) с увеличением времени меняется незначительно.

Т а б л и ц а 2

Площадь, номер скважины	Верхнесоленосные отложения (глинисто-галитовая подтолща)			Надсолевые отложения		
	Диапазон изменения скорости V , км/сек	Среднепластовая скорость V , км/сек	Среднеквартальное отклонение σ , км/сек	Диапазон изменения скорости V , км/сек	Среднепластовая скорость V , км/сек	Среднеквартальное отклонение σ , км/сек
Вишанская Р-23	2,62-5,94	3,8	0,588	1,6-3,9	2,35	0,581
Октябрьская Р-2	2,34-6,0	3,78	0,701	1,6-3,95	2,22	0,414
Мармовичская Р-1	2,2-6,8	3,63	0,846	1,6-3,98	2,33	0,451
Чернинская Р-6	2,75-5,8	3,85	0,605	1,6-3,9	2,54	0,540
Осташковичская Р-60	2,9-5,5	4,15	0,412	1,62-3,92	2,56	0,659
Основская Р-25	2,0-5,7	3,6	0,612	1,6-3,7	2,4	0,440

При составлении модели среды наибольшую сложность представляет учет скоростных неоднородностей в сильно дифференцированной глинисто-галитовой подтолще. С целью формализации процесса составления модели среды по

исходным скоростным разрезам акустического каротажа были вычислены величины среднеинтервальной скорости $V_{\text{инт}}$ и среднеквадратического отклонения σ в скользящем окне $\Delta z = 10$ м с шагом скольжения 1 м. В результате по всему разрезу были получены графики $V_{\text{инт}}$ и σ , первый из которых характеризовал скоростные макронеоднородности среды, а на втором выделялись участки с повышенной микронеоднородностью.

Вдоль разреза величины σ меняются от 0,05 до 0,9 км/сек, величины $V_{\text{инт}}$ — от 2,3 до 4,5 км/сек. Совместное использование графиков σ и $V_{\text{инт}}$ позволяет объективно подойти к разделению разреза на отдельные слои. Сейсмограммы, рассчитанные для скоростного разреза с шагом 1 м ($\Sigma Ni = 783$ слоя), сравнивались с сейсмограммами, соответствующими моделям с различной степенью осреднения (параметр K в надсолевой и верхнесоленосной толщах во всех случаях оставался неизменным). При объединении в один слой участков с монотонно меняющейся глубиной (возрастающей или убывающей) $V_{\text{инт}}$ и величиной σ равной 0,1–0,2 км/сек или участков с постоянной $V_{\text{инт}}$ при той же величине σ ($\Sigma Ni = 483$ слоя) величина сигнал/помеха ($\frac{FV}{FF}$) практически не меняется. При таком осреднении в верхнесоленосных отложениях не учитывались границы с коэффициентами отражения $K \leq 0,04$, что соответствует перепаду скорости на них ± 250 – 350 км/сек. При объединении в один слой участков разреза с σ равной 0,3–0,5 км/сек ($\Sigma Ni = 344,274$ слоя) или неучету границ с $K \leq 0,07$ отношение $\frac{FV}{FF}$ увеличивается с 1,2–1,4 раза. Таким образом, при составлении модели среды для теоретического исследования волнового поля в сильно дифференцированной верхнесоленосной толще учитывались границы с $K \leq 0,04$ (перепад скорости ± 250 – 350 м/сек). В слабодифференцированных разрезах верхнесоленосной толщи и в надсолевой части разреза учитывались границы с $K \approx 0,02$.

В качестве исходного импульса принимался широкополосный импульс (рис. I, б). Суммарные трассы однократных и многократных волн (FM), а также трассы однократных (FV) и многократных волн (FF) обработаны цифровыми фильтрами, что позволило изучить свойства полезных волн и помех в различных частотных диапазонах.

Основные особенности суммарного поля многократных волн и его влияние на прослеживание волн от межсолевых отложений

Пример характера записи однократных и многократных волн приведен на рис. I, а. Теоретические сейсмограммы рассчитаны с широкополосным импульсом (рис. I, б) по данным акустического каротажа в скважине Чернинской Р-5 и в общем характеризуют сейсмограмму на открытом канале. Как видно из рис. I, а, на времени регистрации волны от межсолевых отложений в поле кратных волн нельзя выделить какой-либо доминирующей кратной волны, амплитуды соседних фаз близки между собой. Волновое поле кратных волн здесь носит суммарный характер. Многократные волны (трасса FF) с увеличением времени загухают более медленно, чем однократные (трасса FV). В суммарной трассе (FM) до времени 0,7–0,9 сек основную роль играют од-

Система	Д е в о н с к а я															Забонско-Елецкий		Дивенский
Горизонт	Данковский б.дп			Е л е ц к о - л е б е д я н с к и й										D ₃ eI-1b				
Глубина, м	510	628	692	771	942	1170	1296	1492	1896	1840	2028	2245	2490	2713	2950	3200		
Время, сек	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,812	1,9		
Литоологическая колонка	[Lithological column diagram showing various geological layers]																	

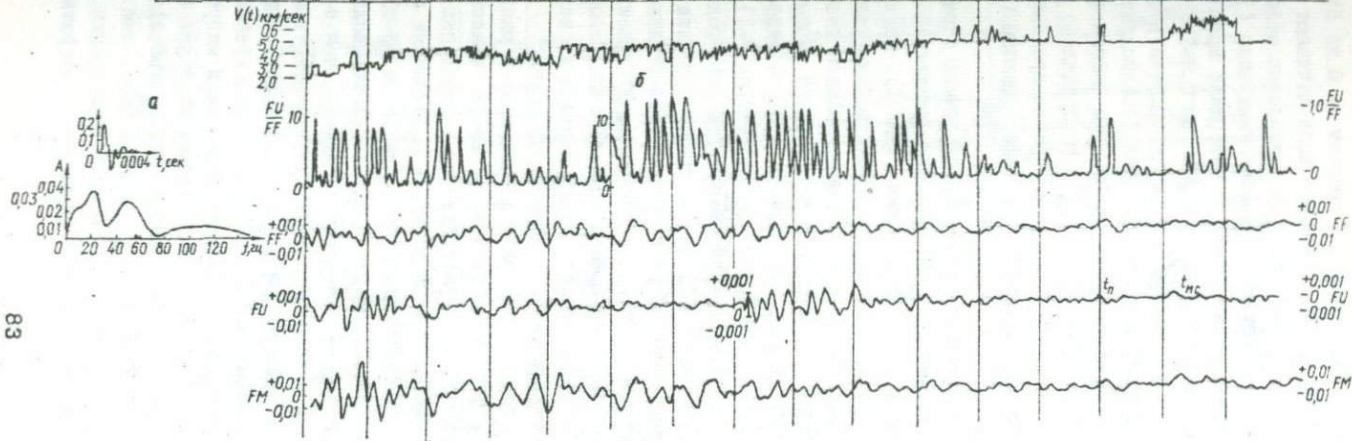


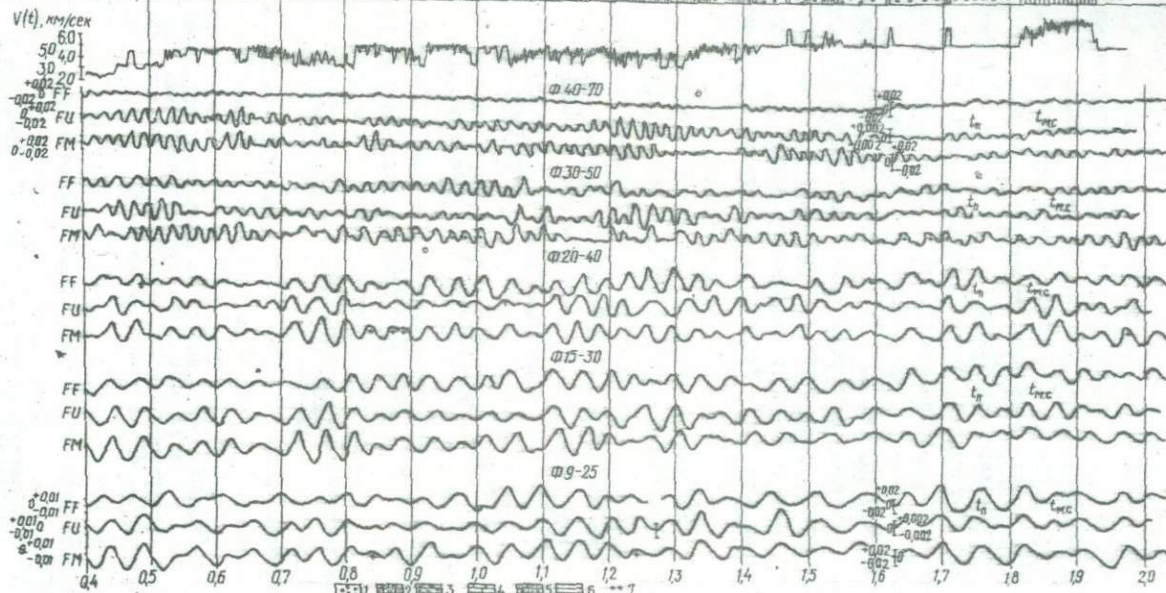
Рис.1: а - Чернинская св. P-5. Характер записи однократных и многократных волн в широкой полосе частот: FM - суммарная трасса однократных и многократных волн; FU - трасса однократных волн; FF - трасса многократных волн; FU/FF - отношение сигнал/помеха; б - исходный падающий импульс.

нократные волны (отношение $\frac{FU}{FF}$ изменяется в среднем от 6 до 2). С увеличением времени преобладающий вклад в волновое поле начинают вносить кратные волны. На времени регистрации волны от межсолевых отложений ($t_{м.с}$) отношение амплитуд однократных и многократных волн ($\frac{FU}{FF}$) распределено неравномерно. Средняя величина $\frac{FU}{FF}$ в интервале времени I, 812-I, 94 сек составляет 0,3. Увеличение отношения $\frac{FU}{FF}$ до 0,8-I,0 приурочено к начальной фазе $t_{м.с}$ и к небольшому интервалу времени в области конечных фаз. Для разрезов других скважин (см. табл. I) однократные волны с увеличением времени также затухают более резко, чем многократные, и отношение $\frac{FU}{FF}$ во временном диапазоне волны $t_{м.с}$ распределено неравномерно. Его максимальные величины в небольшом интервале времени (порядка одной фазы) в основном приурочены к наиболее резким границам (как правило, вблизи кровли и подошвы межсолевых отложений).

Средняя величина $\frac{FU}{FF}$ меняется для разрезов различных скважин. Для того, чтобы выяснить основные факторы, определяющие различный уровень многократных волн в скоростных разрезах скважин (табл. I), надсолевою часть разреза оставляют постоянной. Ее модель была составлена по данным акустического каротажа Октябрьской скв. P-I. Сопоставление теоретических сейсмограмм при одном и том же параметре K показало, что минимальная величина $\frac{FU}{FF} = 0,18$ получена для скоростного разреза с резко дифференцированной по скоростям верхнесоленосной толщей (Мормовичская P-I), а максимальная - 0,9 для разреза с менее резкой скоростной дифференциацией этой части разреза (Осташковичская P-60). Приближение строения надсолевой части разреза к реальному в каждой из скважин незначительно меняет отношение $\frac{FU}{FF}$. Так, в Мормовичской скв. P-I величина $\frac{FU}{FF}$ уменьшается до 0,15, а в Осташковичской P-60 - до 0,88. Таким образом, скоростное строение верхнесоленосных отложений может являться одним из наиболее значимых факторов, определяющих уровень многократных волн.

На рис. 2 приведен характер записи трасс однократных и многократных волн в различных диапазонах частот. Как видно из рис. 2, трассы однократных волн, так же как и многократных, чувствительны к изменению частоты. На некоторых временных интервалах записи импульсы однократных и многократных волн регистрируются на одних частотах (фильмация 20-40) и исчезают на других (фильмация 30-50). Форма и интенсивность волны $t_{м.с}$, а также многократных волн на времени ее регистрации меняется с изменением частоты. Для волнового поля в области низких частот характерно, что после однократных отражений от границ с резким положительным перепадом скорости многократные волны усиливаются. Трассы FU и FF во временном диапазоне волны $t_{м.с}$ на низких частотах подобны: однократные и многократные волны, выделяемые в виде отдельных импульсов, близки по форме записи; сдвиг по фазе между наиболее интенсивными импульсами на трассах FU и FF менее $1/4$ периода. Частота записи волны $t_{м.с}$ на 20% выше, чем многократной, а интенсивность в 2-3 раза меньше. По времени регистрации интенсивные фазы суммарного колебания практически совпадают с однократными (за-

Система	Девонская														Заданная частота			
Горизонт	Елецко-Лебедевский														В ₂ el-1b			
Глубина, м	510	626	692	771	942	1170	1296	1492	1696	1840	2076	2245	2490	2713	2950	3200	3535	
Время, сек	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0	
Литологическая колонка	[Литологическая колонка с различными типами заштриховки]																	



65

Рис. 2. Характер записи однократных и многократных волн в различных диапазонах частот в Чернинской скв. Р-5: 1 - соль; 2 - глинистые известняки; 3 - глины; 4 - известняки; 5 - песчаники; 6 - мергели; 7 - многократные волны на суммарной трассе. FM - суммарная трасса однократных и многократных волн; FU - трасса однократных волн; FF - трасса многократных волн.

Паздывание составляет ≤ 10 м/сек и имеет форму записи, близкую к форме волны $t_{м.с}$, т.е. многократное колебание усиливает однократное, мало изменяя форму записи. Степень достоверности выводов, вытекающих из анализа теоретических сейсмограмм, подтверждается материалами ВСП. По материалам ВСП Чернинской скв. Р-5 определена форма и интенсивность волны $t_{м.с}$ на различных фильтрациях (рис.3). Как видно, из рис.3,а, характер записи волны $t_{м.с}$ на трассе *FU* имеет хорошее подобие с формой записи волны $t_{м.с}$ вблизи кровли межсоловых отложений ($H = 3040$ м). Вверх по вертикальному профилю характер записи $t_{м.с}$ меняется: понижается частота, увеличивается длительность записи и интенсивность начальных и конечных фаз. На основании теоретических расчетов изменение в форме записи волны $t_{м.с}$ можно объяснить взаимодействием однократного и многократного сигналов. Подобная картина наблюдается также по фильтрации 20-40 (рис.3,б). Таким образом, совместный анализ материалов ВСП и теоретических расчетов позволяет предположить: в низкочастотном диапазоне суммарные многократные волны повышают интенсивность волны $t_{м.с}$, что можно считать их полезным вкладом³³³. Усиление однократного отражения $t_{м.с}$

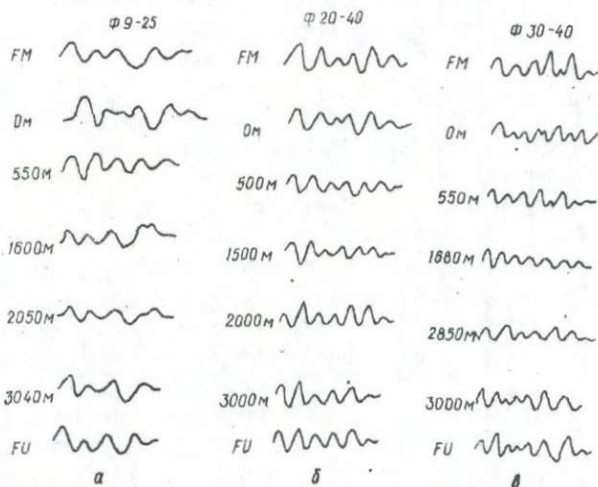


Рис.3. Сопоставление формы записи от межсоловых отложений по данным ВСП Чернинской скв. Р-5 и теоретических трасс однократных волн (*FU*) и суммарной трассы однократных и многократных волн (*FM*): а - фильтрация 9-25; б - фильтрация 20-40; в - фильтрация 30-50.

* Форма записи волны $t_{м.с}$ определялась направленным суммированием на 8-10 каналах.

³³³ Эффект подпитывающего влияния однократных отражений суммарными многократными волнами в низкочастотном диапазоне для районов Степного Крыма был установлен ранее в работе [3/..

в низкочастотном за счет многократных волн характерно и для скоростных разрезов других скважин. Степень усиления волны $t_{м.с}$ многократными волнами является различной для разных скоростных разрезов. Максимальная величина характерна для разрезов с сильной скоростной дифференциацией верхнесоленой толщи (Мормовичская Р-1, Сосновская Р-25) и уменьшается на 30-45% в разрезах с менее резкой скоростной дифференциацией (Осташковичская Р-60). Отсюда следует, что при изменении строения покрывающей толщи будет меняться интенсивность суммарного колебания, регистрируемого на времени волны $t_{м.с}$. При пересечении сейсмическим профилем участков разреза от депрессионных зон к сводам соляных куполов на экспериментальных материалах часто наблюдается изменение интенсивности формы записи колебаний, регистрируемых на времени волны $t_{м.с}$. Возможно, одной из причин является изменение скоростной дифференциации верхнесоленой толщи. Меньшая дифференциация верхнесоленой толщи в области соляных куполов приводит к уменьшению интенсивности суммарного колебания $t_{м.с}$, обусловленного взаимодействием однократного и многократного сигналов.

Усиление однократного отражения $t_{м.с}$ за счет многократных волн независимо от строения покрывающей толщи проявляется в основном на фильтрации 0-25; 9-28; 15-30; 10-45 гц. Частота, начиная с которой нарушается подобие трасс FU и FF , отличается для скоростных разрезов различных скважин. Так, в Чернинской Р-5 этот эффект сохраняется в диапазоне частот 0-40 гц; для разрезов других скважин величина диапазона сужается.

В области средних и высоких частот более резко меняется форма записи как однократных, так и многократных волн. На средних частотах уровень многократных волн высок в разрезах всех скважин. Отношение $\frac{FU}{FF}$ в этой области частот составляет 0,5-0,8 и выделение волны $t_{м.с}$ в ряде случаев затруднено. Как видно из рис. 3, в, на фильтрации 30-50 форма записи волны $t_{м.с}$ регистрируемой волной кровли межсолевых отложений ($H = 3000$ м) и на поверхности, мало сопоставима. Анализ трасс FU , FF и FM (см. рис. 2) показывает, что в области конечных фаз волны $t_{м.с}$ на суммарной трассе регистрируются крайние волны. Энергия многократных волн с частотой падает быстрее, чем однократных. Степень затухания многократных волн с частотой отличается для скоростных разрезов разных скважин. Так, во временном окне волны $t_{м.с}$ энергия кратных волн уменьшается в 25 раз при увеличении частоты от 20 до 70 гц для скоростного разреза Мормовичской Р-1, а в Осташковичской Р-60 с увеличением частоты энергия кратных волн уменьшается в 16 раз. Возможно, что одной из причин различной степени затухания многократных волн с частотой также является строение верхнесоленой толщи. Энергия волны $t_{м.с}$ с увеличением частоты уменьшается неодинаково в разных скоростных разрезах межсолевых отложений. Во временном окне волны $t_{м.с}$ в Мормовичской скв. Р-1 с увеличением частоты от 20 до 70 гц ее энергия падает в 2 раза, а в Чернинской Р-5 в 4 раза. Соответственно в зависимости от строения покрывающей толщи и межсолевых отложений отношение $\frac{FU}{FF}$ в области высоких частот колеблется от 0,8 до 1,8.

Система	Девонская		Задонско-Елецкий		Лыбский
Горизонт	Елецко-Лыбский D ₁ el-1b		D ₁ el-el	D ₁ IV	
Глубина, м	2205	2391	2594	2659	
Время, сек	14	15	16	17	18

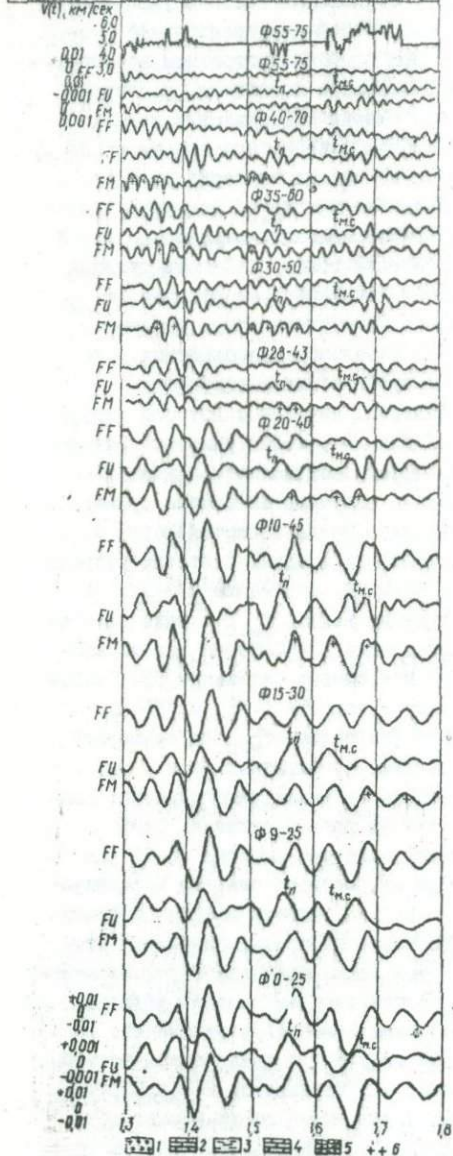


Рис.4. Характер записи однократных и многократных волн в различных диапазонах частот в Мормоничской скв.Р-1. Условные обозначения те же, что и на рис.2.

Выделение волны $t_{м.с}$ на высоких частотах будет благоприятно для скоростных разрезов типа Мормовичской Р-1 (рис.4) и менее благоприятно в Чернинской Р-5 (рис.2).

Таким образом, моделированием на ЭВМ БЭСМ-6 волнового процесса в тонкослоистых разрезах северной части Припятской впадины установлено.

1. При составлении модели среды для теоретического исследования волнового поля в сильно дифференцированной верхнесоленосной толще можно пренебречь границами с $K \leq 0,04$ (перепад скорости составляет 250 - 350 м/сек). В слабодифференцированных разрезах верхнесоленосной толщи и в надсолевой части разреза необходимо учитывать границы с $K \leq 0,02$.

2. Одним из наиболее значимых факторов, определяющих интенсивность многократных волн в различных диапазонах частот, является строение верхнесоленосной (глинисто-галитовой) подтолщи.

3. В области низких частот на времени регистрации волны от межсолевых отложений прослеживается суммарное колебание, близкое по форме записи к однократному и обусловленное взаимодействием однократного и многократного сигналов. Степень усиления волны $t_{м.с}$ многократными волнами зависит от строения покрывающей толщи, более резко этот эффект будет проявляться в разрезах с сильной скоростной дифференциацией верхнесоленосных отложений. Следовательно, наиболее интенсивная запись суммарного колебания, регистрируемого на времени волны $t_{м.с}$ в низкочастотном диапазоне, будет характерна для депрессионных зон и убывать к сводам соляных куполов.

4. С увеличением частоты энергия многократных волн падает быстрее, чем однократных. В разрезах с сильной скоростной дифференциацией верхнесоленосных отложений выделение волны $t_{м.с}$ на высоких частотах будет зависеть как от строения покрывающей толщи, так и межсолевых отложений. В разрезах со слабой скоростной дифференциацией покрывающей толщи выделение волны $t_{м.с}$ на средних и высоких частотах будет определяться строением межсолевых отложений.

Л и т е р а т у р а

1. Аров Б.И., Кудрявец И.Д., Дикарева С.П. Основные типы сейсмогеологических разрезов надсолевых и верхнесоленосных отложений Припятской впадины. - В кн.: Припятская впадина. Геологические результаты и цифровая обработка геофизических исследований. Минск, БелНИГРИ, 1974.
2. Баранов В., Кюнетц Г. Синтетические сейсмограммы с многократными отражениями. - В кн.: Проблемы сейсмической разведки. М., Гостоптехиздат, 1962.
3. Доссовский В.К. Суммарные многократные волны и проблема надежности сейсмогеологических построений в ГСЗ. К., "Наукова думка", 1974.
4. Кондратьев О.К. Природа и характеристики суммарного поля многократных отраженных волн. - В кн.: Физические основы сейсмического метода отраженных волн в платформенных условиях. М., "Наука", 1974.
5. Рябов В.В., Сахипов Х.Г., Асриянц Л.Я. Оценка интенсивности многократных отраженных волн по данным вертикального сейсмического профилирования. Экспресс-информация, вып.18, серия региональная и промысловая геофизика, ОНТИ ВИЭМС, 1973.

УДК 550.36:512

И.В.Орищенко

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

К ВОПРОСУ О ПОДОБИИ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

При изучении физических свойств вещества земной коры и верхней мантии в лабораторных условиях очень важно выяснение вопроса о температурном подобии модели (лабораторный эксперимент) и природы (недра Земли).

Качественные и количественные представления об условиях температурного подобия можно получить на основании теории подобия и размерности [1-4, 6]. По теории подобия [1, 2] подобными считаются те явления, которые имеют подобные характерные величины. Для такого рода явлений необходимым условием подобия является инвариантность безразмерных комплексов ($\Pi_i = i^{th}$), позволяющих по заданным характерным величинам одного из подобных явлений находить аналогичные величины для любого другого подобного явления. При моделировании безразмерные комплексы играют роль критериев, выполнение которых делает модель физически подобной натуре.

Если мы представим земную кору, как чередование пластов различной мощности ΔH , находящихся в различных термодинамических условиях, то термодинамические явления, имеющие место в этих пластах, естественно будут принадлежать к одному классу физических явлений. Далее, исходя из условия подобия физических явлений, можно заключить, что при нахождении необходимых критериев температурного подобия устанавливаются условия температурного подобия модели с любым из пластов.

Выведем необходимые критерии подобия с применением П-теоремы [2-4]. Для этого составим перечень существенных для температурных явлений величин и опишем эти явления в общем виде следующим уравнением:

$$f\left(\frac{T}{T_0}, \Delta H, T, P, q, \rho, \lambda, c, \text{grad } T, \text{grad } P\right) = 0, \quad (1)$$

где $\frac{T}{T_0}$ - безразмерная величина, равная отношению температуры на подошве к температуре на кромке пласта; ΔH - мощность пласта; T - температура в пласте; P - давление на пласт вышележащих пород; q - удельный тепловой поток; ρ - плотность; λ - коэффициент теплопроводности; c - удельная теплоемкость; $\text{grad } T$ - температурный градиент; $\text{grad } P$ - градиент давления.

Число критериев подобия $m = n - k$, где n - число существенных величин, k - число независимых величин. Число независимых величин может быть равно числу основных единиц измерения, но не всегда, возможны случаи, когда число независимых величин меньше числа основных единиц измерения.

В международной системе единиц (СИ) за основные механические единицы измерения приняты единицы длины, массы и времени с размерностью соответственно L, M, T . Основной тепловой единицей измерения является едини-

ца термодинамической температуры с размерностью θ . Критерии подобия, составленные из размерных величин, приведенных в уравнении (1), представляются в виде

$$\Pi = \epsilon [\Delta H]^{\lambda_1} [\Gamma]^{\lambda_2} [P]^{\lambda_3} [q]^{\lambda_4} [\rho]^{\lambda_5} [\lambda]^{\lambda_6} [c]^{\lambda_7} [\text{grad } T]^{\lambda_8} [\text{grad } \rho]^{\lambda_9}. \quad (2)$$

Размерность же этих величин представляется в следующем виде:

$$\begin{aligned} [\Delta H] &= L^{\lambda_1} M^{m_1} T^{t_1} \theta^{\beta_1}, \\ [\Gamma] &= L^{\lambda_2} M^{m_2} T^{t_2} \theta^{\beta_2}, \\ [P] &= L^{\lambda_3} M^{m_3} T^{t_3} \theta^{\beta_3}, \\ [q] &= L^{\lambda_4} M^{m_4} T^{t_4} \theta^{\beta_4}, \\ [\rho] &= L^{\lambda_5} M^{m_5} T^{t_5} \theta^{\beta_5}, \\ [\lambda] &= L^{\lambda_6} M^{m_6} T^{t_6} \theta^{\beta_6}, \\ [c] &= L^{\lambda_7} M^{m_7} T^{t_7} \theta^{\beta_7}, \\ [q \text{ grad } T] &= L^{\lambda_8} M^{m_8} T^{t_8} \theta^{\beta_8}, \\ [q \text{ grad } \rho] &= L^{\lambda_9} M^{m_9} T^{t_9} \theta^{\beta_9}. \end{aligned} \quad (3)$$

Числа $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_9$ таковы, что размерность Π равна нулю, причем $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_9$ находятся из системы уравнений:

$$\begin{aligned} \lambda_1 \lambda_1 + \lambda_2 \lambda_2 + \lambda_3 \lambda_3 + \dots + \lambda_9 \lambda_9 &= 0, \\ m_1 \lambda_1 + m_2 \lambda_2 + m_3 \lambda_3 + \dots + m_9 \lambda_9 &= 0, \\ t_1 \lambda_1 + t_2 \lambda_2 + t_3 \lambda_3 + \dots + t_9 \lambda_9 &= 0, \\ \beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2 + \beta_3 \lambda_3 + \dots + \beta_9 \lambda_9 &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Степени размерности $\lambda_i, m_i, t_i, \beta_i$ для каждой приведенной величины указаны в таблице.

Показатели степеней
размерности

Величина	Показатель степени			
	L	M	T	θ
	$\lambda_{i,g}$	$m_{i,g}$	$t_{i,g}$	$\beta_{i,g}$
T	0	0	0	1
ΔH	1	0	0	0
P	-1	0	0	0
q	0	1	0	0
ρ	-3	1	0	0
λ	2	1	0	0
c	2	0	0	0
grad T	-1	0	0	0
grad P	-2	1	0	0

Используя данные таблицы, преобразуем систему уравнений (4):

$$\begin{aligned} \lambda_2 - \lambda_3 - 3\lambda_4 + \lambda_5 + 2\lambda_7 - \lambda_8 - 2\lambda_9 &= 0, \\ -2\lambda_3 - 3\lambda_4 - 3\lambda_5 - 2\lambda_7 - 2\lambda_8 &= 0, \\ \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_6 + \lambda_9 &= 0, \\ \lambda_1 - \lambda_6 - \lambda_7 + \lambda_8 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Далее запишем матрицу, составленную из степеней размерности величин, приведенных в таблице.

$$A = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & -2 & 0 \\ 0 & I & -3 & 0 \\ -3 & I & 0 & 0 \\ I & I & -3 & -I \\ 2 & 0 & -2 & -I \\ -I & 0 & 0 & I \\ -2 & I & -2 & 0 \end{vmatrix}$$

Из линейной алгебры [5] известно, что если ранг матрицы равен r , то в этой матрице можно найти r линейно независимых между собой строк. Следовательно, ранг матрицы A дает нам возможность определить число независимых величин, т.е. число k . Ранг матрицы A не может быть больше четырех. Поэтому вычислим только определитель четвертого порядка, составленного из 2, 5, 8 и 9 строк матрицы A .

$$D = \begin{vmatrix} I & 0 & 0 & 0 \\ -3 & I & 0 & 0 \\ -I & 0 & 0 & I \\ -2 & I & -2 & 0 \end{vmatrix} = 2.$$

Неравенство нулю определителя четвертого порядка устанавливает ранг матрицы A . Далее можем приступить к нахождению решений однородной системы уравнений (5).

Теорема о существовании фундаментальной системы решений утверждает [5], что если ранг матрицы меньше n , то такая однородная система уравнений обладает фундаментальными системами решений, каждая из которых состоит из $m = n - r$ решений.

Для получения фундаментальной системы решений необходимо придавать свободным неизвестным какие угодно значения, лишь бы ранг матрицы, составленной из этой системы решений был равен m . Из уравнения (2) видно, что каждое линейно-независимое решение из фундаментальной системы решений дает один критерий подобия. Поэтому в нашем случае в результате нахождения фундаментальной системы решений, состоящей из $9-4 = 5$ независимых решений, в итоге будем иметь $(9+I)-4=6$ критериев подобия.

При нахождении независимых решений уравнений (5) согласно с сказанным выше пять величин x_i будут иметь произвольные значения, остальные четыре находятся из системы уравнений (5). Для удобства выбираем наиболее простые значения x_i , но так, чтобы уравнения (5) не противоречили друг другу.

- I. Принимаем $x_1 = I$, $x_3 = 0$, $x_4 = 0$, $x_5 = 0$, $x_6 = 0$, тогда решением будут:

$$\begin{aligned} x_1 = 1, x_2 = -1, x_3 = 0, x_4 = 0, \\ x_5 = 0, x_6 = 0, x_7 = 0, x_8 = -1, x_9 = 0. \end{aligned}$$

Получаем критерий подобия

$$\Pi_1 = \frac{\Gamma}{\text{grad } T \Delta H}.$$

2. Принимаем $x_1 = 0, x_2 = 1, x_3 = 0, x_4 = 0, x_5 = 0, x_6 = 0,$

тогда найдем решение:

$$\begin{aligned} x_1 = 0, x_2 = -1, x_3 = 1, x_4 = 0, \\ x_5 = 0, x_6 = 0, x_7 = 0, x_8 = 0, x_9 = -1. \end{aligned}$$

Еще один критерий

$$\Pi_2 = \frac{P}{\text{grad } P \Delta H}.$$

3. Принимаем $x_1 = 0, x_2 = 0, x_3 = 1, x_4 = 1, x_5 = 0, x_6 = 0,$

тогда

$$\begin{aligned} x_1 = 0, x_2 = \frac{3}{2}, x_3 = 0, x_4 = 1, \\ x_5 = 0, x_6 = 0, x_7 = -\frac{1}{2}, x_8 = 0, x_9 = -1. \end{aligned}$$

Это позволяет написать критерий подобия

$$\Pi_3 = \frac{Q}{\text{grad } P \sqrt{c \text{ grad } T \Delta H^3}}.$$

4. Принимаем $x_1 = 0, x_2 = 0, x_3 = 0, x_4 = 1, x_5 = 0, x_6 = 0,$

тогда

$$\begin{aligned} x_1 = 0, x_2 = 0, x_3 = 0, x_4 = 0, \\ x_5 = 1, x_6 = 0, x_7 = 1, x_8 = 1, x_9 = -1. \end{aligned}$$

На основании этого запишем критерий:

$$\Pi_4 = \frac{PC \text{ grad } T}{\text{grad } P}.$$

5. Принимаем $x_1 = 0, x_2 = 0, x_3 = 0, x_4 = 0, x_5 = 1, x_6 = 1,$

откуда

$$\begin{aligned} x_1 = 0, x_2 = -\frac{3}{2}, x_3 = 0, x_4 = 0, \\ x_5 = 0, x_6 = 1, x_7 = -\frac{1}{2}, x_8 = \frac{1}{2}, x_9 = -1; \end{aligned}$$

и критерий подобия:

$$\Pi_5 = \frac{\lambda \sqrt{\text{grad } T}}{\text{grad } P \sqrt{c \Delta H^3}}.$$

Из пяти критериев подобия имеют значение только первый и второй, являющиеся критериями температурного и динамического подобия. Третий, четвертый и пятый критерии в итоге сводятся к первым двум. Безразмерная величина $\frac{T_1}{T_2}$, входящая в уравнение (I), также принимается как критерий подобия.

Для всех подобных явлений величины $\frac{T_1}{T_2}$, $\frac{T}{\text{grad } T \Delta H}$, $\frac{P}{\text{grad } P \Delta H}$ должны оставаться неизменными, т.е. должно выполняться условие:

$$\frac{T_1}{T_2} = \text{inv}, \quad \frac{T}{\text{grad } T \Delta H} = \text{inv}, \quad \frac{P}{\text{grad } P \Delta H} = \text{inv}.$$

При условии выполнения динамического подобия температура в каждой точке будет лишь в том случае равна температуре в соответствующей точке натуры, если температурный градиент на модели будет во столько раз больше температурного градиента в натуре, во сколько раз модель меньше натуры. В противном случае температура в модели может быть рассчитана по следующей формуле:

$$T_M = \frac{T_N}{\text{grad } T_N \Delta H_N \text{ grad } T_M \Delta H_M};$$

при выполнении условий $\frac{T_1}{T_2} = \varepsilon \nu$, $\frac{\rho}{\text{grad } P \Delta H} = \varepsilon \nu$.

Полученные критерии температурного подобия можно вывести, анализируя дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

где α — коэффициент температуропроводности.

Совместно с условиями однозначности:

- 1) пространственные условия (бесконечный пласт мощностью ΔH);
- 2) временные условия (стационарный процесс, т.е. $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$);
- 3) граничные условия (постоянство теплового потока на границах пласта, $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \text{const}$).

В результате анализа получаем решение

$$q = \frac{\lambda}{\Delta H} (T_1 - T_2). \quad (6)$$

Произведя подобное преобразование уравнения (6), получаем

$$K_{T_2} T_2 = K_{T_1} T_1 - \frac{K_{\Delta H} K_q q \Delta H}{K_{\lambda} \lambda}, \quad (7)$$

где K — константа подобия, равная отношению величин в сходственных точках натуры и модели. Из условия инвариантности уравнений (6) и (7) имеем

$$\frac{K_{T_2}}{K_{T_1}} = 1, \quad \frac{K_T K_{\lambda}}{K_{\Delta H} K_q} = 1.$$

Полученные соотношения позволяют перейти к инвариантности безразмерных комплексов, т.е. к критериям подобия:

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon \nu, \quad \frac{T \lambda}{q \Delta H} = \varepsilon \nu.$$

Второй критерий подобия преобразуется к виду

$$n_2 = \frac{T}{\text{grad } T \Delta H}.$$

Реализация идеального температурного подобия в лабораторных условиях при заданных ΔH_N и ΔH_M и инвариантности T в силу малых размеров модели технически очень трудно выполнима. Это вынуждает прибегать к приближенному температурному моделированию, а именно, допускается равенство температур на протитов ложных поверхностях образца. При этом в силу того, что в результате определения температуры допускается некоторая погрешность σ_T , в образце на интервале от его поверхности до центра будет иметь место некоторый температурный градиент. На протяжении эксперимента он сложным образом будет изменяться от нуля до величины, определяемой погрешностью определения температуры и линейным размером образца ΔH .

Величину градиента можно оценить следующим соотношением: $\text{grad } T_M = \frac{\sigma_T}{\Delta H_M}$. Исходя из этого можно определить линейный размер натуры ΔH_M , в пределах которой с некоторой степенью приближенности можно считать температурные условия такими же, как и на модели.

$$\Delta H_M = \frac{\sigma_T}{\text{grad } T_M}$$

Выводы

1. На основании теории размерности выведены критерии термодинамического подобия

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{1/\nu}, \quad \frac{T}{\text{grad } T \Delta H} = \varepsilon^{1/\nu}, \quad \frac{P}{\text{grad } P \Delta H} = \varepsilon^{1/\nu}.$$

2. Показано, что те же критерии температурного подобия можно получить в результате анализа дифференциального уравнения теплопроводности совместно с условиями однозначности при последующем подобном преобразовании полученного решения.

3. Исходя из полученных критериев температурного подобия вытекает, что при условии выполнения динамического подобия будет выполняться условие $T = \varepsilon^{1/\nu}$ в том случае, если температурный градиент на модели будет во столько раз больше температурного градиента в натуре, во сколько раз модель меньше натуры. В противном случае температура в модели может быть рассчитана по формуле

$$T_M = \frac{T_N}{\text{grad } T_N \Delta H_N \text{ grad } T_M \Delta H_M}$$

при выполнении условия $\frac{T_1}{T_2} = \varepsilon^{1/\nu}, \quad \frac{P}{\text{grad } P \Delta H} = \varepsilon^{1/\nu}$.

4. При приближенном моделировании, когда имеет место равенство температур T_1 и T_2 (температуры на противоположных сторонах модели), линейный размер натуры ΔH_M , в пределах которой с некоторой степенью приближенности можно считать температурные условия такими же, как и на модели, рассчитывается по формуле:

$$\Delta H_M = \frac{\sigma_T}{\text{grad } T_M}$$

где σ_T - погрешность определения температуры.

Л и т е р а т у р а

1. Алабузов П.М. Лекции по основам теории подобия и моделирования. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1968.
2. Алабузов П.М., Геронимус Б.В., Минкевич Л.М., Шеховцев Б.А. Теория подобия и размерности. Моделирование. М., "Высшая школа", 1968.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды, т.1. М., "Наука", 1973.
4. Кирпичев М.В. Теория подобия. М., Изд-во АН СССР, 1953.
5. Головина Л.И. Линейная алгебра и некоторые ее приложения. М., "Наука", 1971.
6. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов теплообмена. М., "Высшая школа", 1967.

С.Н.Кулик, И.И.Рокитянский
(Институт геофизики АН УССР, Киев)

ОСОБЕННОСТИ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ АНОМАЛЬНОГО ПОЛЯ
МЕП ПРОВОДНИКА ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Частотные характеристики аномального магнитного поля (ММП) определяются параметрами аномалеобразующего тела вмещающей среды. Поведение максимума частотной кривой хорошо изучено для двумерных моделей проводников [6], где построены зависимости точки максимума от параметров двумерных структур σ_i, ρ , в частности цилиндра (рис.1, кривая 1), а также разработана методика интерпретации двумерных аномалий по положению точки T_0 - максимума частотной характеристики. Частотные кривые аномальных полей трехмерных проводников различной формы (рис.1) были получены по материалам физического моделирования [1, 3]. Моделями служили латунные пластины с удельным сопротивлением $\rho_i = 6,8 \cdot 10^{-8}$ ом·м, помещенные в среду с $\rho_e = 0,64$ ом·м.

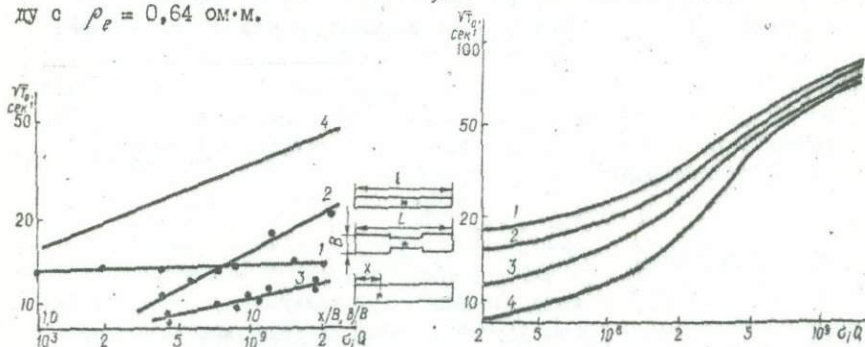


Рис.1. Зависимости положения максимума частотных характеристик: 1 - от длины выреза модели; 2 - от длины модели; 3 - от смещения профиля наблюдения к краю модели; 4 - зависимость положения максимума частотных характеристик от параметра σ_i, ρ .

Рис.2. Кривые $\sqrt{T_0}(\sigma_i, \rho)$ для различных s_1 первого слоя: 1 - 1000 см; 2 - 500 см; 3 - 200 см; 4 - 10 см.

На рис.1 (кривая 2) представляет зависимость $\sqrt{T_0} = \varphi\left(\frac{x}{\delta}\right)$ положения максимума частотной кривой аномального поля от длины латунной пластины δ (ширина $\delta = 0,02$ м), причем наблюдения проводились по центральному профилю. График иллюстрирует существенную зависимость $\mu_{\text{eff}}^*(\sqrt{T}) = \frac{H_n - 1H_0}{1H_0}$ (H_n - полное магнитное поле; H_0 - напряженность магнитного поля в отсутствии модели) от длины тела, что характерно для проводников сферического типа, определяющихся условием (3) $x > \frac{20\rho}{\sqrt{\sigma}}$. Функция вытянутости определяется соотношением большой и малой осей сфероид вращения, а функция $\nu(k; a)$ представляет собой степень насыщения двумерного цилиндрического проводника аномальными токами.

Нормированное аномальное поле двумерного цилиндра определяется произведением $\sigma_2 \rho V \zeta_0$, аномальное поле вытянутого тела можно представить пропорциональным $\sigma_2 \rho V^* \zeta_0$, где V^* функция, эквивалентная функции V , однако зависящая от $\frac{l}{\delta}$. Исходя из этого, частотная характеристика аномального поля для вытянутого тела с фиксированным параметром $\sigma_2 \rho$ будет определяться вытянутостью $\frac{l}{\delta}$ таким же образом, как частотная характеристика тела цилиндрического типа определяется параметром $\sigma_2 \rho$. Сравнение кривых 2 и 3 (рис. I) подтверждает этот вывод. Полученная эмпирическая зависимость положения точки максимума функции $h_a^*(\sqrt{T})$ может быть выражена, как

$$T_0 = 5,9 \cdot 10^{-8} \frac{l}{\delta} \text{ сек.}$$

На рис. I, кривая 3 представлен график $\sqrt{T_0}$ в зависимости от места положения профиля наблюдения под аномальным телом по отношению к центральному профилю, из которого очевидно, что смещение максимума h_a^* при приближении профиля к краю тела слабее, чем в случае зависимости $\sqrt{T_0}$ от длины тела, хотя причина смещения максимума в сторону малых периодов та же, что для предыдущего случая — уменьшение аномальных токов по мере приближения к краю тела вследствие малой проводимости вмещающей среды. Следовательно, для оценки влияния длины проводника можно воспользоваться эмпирической формулой, выведенной в [3], которая определяет зависимость h_a от вытянутого тела, однако в этом случае под длиной тела необходимо понимать некоторую фиктивную длину l^* , определяемую в первую очередь расстоянием до ближнего конца тела.

В работе [3] представлены результаты измерений аномального поля пластины переменного сечения с параметрами: длина 2,48 м, ширина 0,1, толщина $1,5 \cdot 10^{-4}$ м. При измерении в центральной части латунной полосы создавались два симметричных прямоугольных выреза, так что ширина полосы в центральной части составляла $\delta = 0,02$ м, а длина выреза последовательно увеличивалась. Модель схематически представлена на рис. I, кривая I. Аномальное магнитное поле измерялось на разных частотах в зависимости от длины выреза l . Было выявлено, что при соотношении длины выреза к ширине полосы 1:1 и 2:1 нормированное аномальное поле h_a^* в окрестности периода T_0 , где $h_a^*(\sqrt{T})$ достигает максимума, увеличивается соответственно на 40 и 20%. При дальнейшем увеличении длины выреза h_a^{max} немного уменьшается, оставаясь на 15% больше, чем h_a^{max} модели без выреза. В результате модельных измерений было изучено смещение частотной характеристики, которое мы будем описывать по поведению точки $\sqrt{T_0}$ в зависимости от геометрических параметров проводящих неоднородностей.

На рис. I, кривая I построена функция $\sqrt{T_0} = f\left(\frac{l}{\delta}\right)$ — зависимость положения максимума частотной характеристики от параметров проводящих пластин. График демонстрирует весьма слабую зависимость положения максимума частотных кривых от длины выреза, которую можно аппроксимировать формулой

$$\sqrt{T_0} \sim \left(\frac{l}{\delta}\right)^{\frac{1}{10}}$$

Анализ частотных и профильных кривых показывает, что аномальные токи сильно концентрируются в узкой части и частично во вмещающей среде, причем пережим проводника можно представить как аномалию цилиндрического типа, слабо зависящую от длины.

Рассмотрим зависимость $\sqrt{f_0}(\sigma_i, \rho)$ в том случае, если нормальный разрез имеет разную продольную проводимость S_j первого слоя [6] (рис.2). Кривая $S_j = 10 \text{ ом}^{-1}$ совпадает с кривой $S_j = 0$. Наличие проводящего слоя, перекрывающего аномальный объект, смещает максимум частотной зависимости в сторону больших периодов, это смещение весьма значительное для проводников с параметрами $\sigma_i, \rho \leq 3 \cdot 10^8 \text{ ом}^{-1}$.

В связи с зависимостью частотных характеристик аномалий от S_j первого слоя, необходимо отметить, что интерпретация по палеточным кривым V или V^* в основном учитывает влияние верхнего слоя в предположении отсутствия взаимного влияния наносов и глубинных аномальных зон электропроводности.

В качестве примера рассмотрим частотные характеристики аномального поля Кировоградской аномалии электропроводности. Проводящая зона меридионального направления прослежена полевыми наблюдениями вплоть до Воронежского шита [5], причем она пересекает крупную поверхностную электрическую неоднородность - Днепровско-Донецкую впадину. Вдоль северного склона УЩ, где проводящие осадки достигают мощности 400 м, а суммарная продольная проводимость $S_j = 500 \text{ сим}$ в 1971 г., были проведены детальные наблюдения МВП и построены частотные кривые аномального поля $1/h_a^* = \frac{D_1 I - I_0^2 e I}{D_0 I}$ (рис.3, кривые 1,2), где D_1 - наблюдаемое поле вариаций склонения в двух точках профиля на оси аномалии, а D_0 - поле вариации на ст.Дымер, значения которой приняты в качестве нормального, не возмущенного аномалией поля [5]. Такая нормировка с некоторым приближением равна $k_e k_a$, поэтому кривая $h_a^*(\sqrt{f})$ несколько занижена на высоких и низких частотах. В окрестности f_0 - максимума кривых $h_a^*(\sqrt{f}) \approx h_a(\sqrt{f})$. Период T_0 для кривых Кременчугского профиля (рис.3, кривые 1,2) примерно одинаков и наблюдается тенденция к смещению максимума в сторону больших периодов по сравнению с T_0 кривой (рис.3, кривая 3) в точке, расположенной на оси аномалии Кировоградского профиля, проходящего по УЩ ($S \approx 10 \text{ ом}^{-1}$).

Кроме того, рассматриваемые частотные зависимости (рис.3, кривые 1,2) отмечаются повышенными значениями h_a^* в области максимума. Параметры аномального тела σ_i, ρ , определенные по частотным характеристикам, определяются для Кировоградского профиля $2,0 \cdot 10^8 \text{ ом}^{-1}$ м, для Кременчугского профиля $2,8 \cdot 10^8 \text{ ом}^{-1}$ м. Различия в общем небольшие, но может создаться впечатление, что под Днепровско-Донецкой впадиной аномальная зона увеличивает или свою проводимость, или размеры сечения. Последнее предположение не согласуется с результатами моделирования на пластинах, расширяющихся в середине [2].

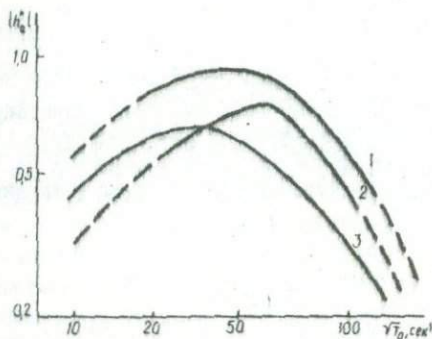


Рис.3. Кривые h_a^* (\sqrt{t}) по Кременчугскому (1,2) и Кировоградскому (3) профилям [5].

Рассмотрим некоторые особенности частотных характеристик, полученные при наблюдении вариаций магнитного поля на оси Кировоградской аномалии в области пересечения ее с Днепровско-Донецкой впадиной.

1. Значения h_a^* в области максимума частотной кривой (рис.2, кривые 1,2) на $\sim 40\%$ выше, чем h_a^* на профиле, проходящем в значительном удалении от места пересечения аномалии и ДПВ (рис.3, кривая 3). Модальные наблюдения показывают, что отмеченная особенность может объясняться уменьшением сечения аномалии, которое сопровождается увеличением плотности аномальных токов.

2. Как видно из рис.1 (кривая 1), в этом случае не должно наблюдаться заметного смещения максимума частотной характеристики.

3. Если для Кировоградской аномальной зоны частотная характеристика в условиях малых $S_1 = 10 \text{ ом}^{-1}$ на Кировоградском профиле имеет максимум в области $\sqrt{t} = 25 \text{ сек}^{1/2}$, что соответствует на кривой $S_1 = 10 \text{ ом}^{-1}$ (рис.2) параметру $1,9 \cdot 10^8 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}$, то для Кременчугского профиля в условиях $S_1 = 500 \text{ ом}^{-1}$ для того же параметра $S_1 \cdot l$ максимум должен сместиться до $\sqrt{t} = 40 \text{ сек}^{1/2}$ (рис.2). Данные наблюдений (рис.3) не противоречат этому утверждению.

Итак, из рассмотрения приведенных результатов моделирования и зависимостей частотных характеристик от продольной проводимости первого слоя, можно ожидать в области пересечения Кировоградской аномалии с ДПВ изменения сечения аномалии. В качестве одного из вариантов можно предположить сужение проводящего тела, вызывающего увеличение плотности тока в этом месте.

Л и т е р а т у р а

1. Кулик С.Н., Кобзева В.М., Рокитянский И.И. Моделирование электромагнитного поля над проводящим телом переменного сечения. - Геофиз. сб. АН УССР, 1974, № 87.

2. Прис Г.В., Светов Б.С. О роли способа возбуждения поля в низкочастотном индуктивном методе электроразведки, - Тр. ИНИГРИ, вып.59, М., "Наука", 1964.

3. Рокитянский И.И., Кулик С.Н. Влияние длины тела на аномальное поле МВИ. - Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып.47.

4. Рокитянский И.И., Логвинов И.М. Аномалия электропроводности на Кировоградском блоке Украинского шита. - Физика Земли, 1973, № 6.

5. Рокитянский И.И. Геофизические методы магнитовариационного зондирования и профилирования. К., "Наукова думка", 1972.

6. Светов Б.С. и др. Электромагнитные методы разведки в рудной геофизике. М., "Недра", 1966.

УДК 550.837.6

В.Н.Шумая

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

ДИРЕКЦИОННЫЙ АНАЛИЗ СИНХРОННЫХ МАГНИТОВАРИАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Количественная интерпретация как точечных, так и пространственных наблюдений вариаций естественного электромагнитного поля, проводившаяся для определения электрических свойств разреза земной коры, основывается на использовании модели Тихонова - Каньяра, исходящей из возможности аппроксимации внешнего поля вертикально падающей плоской однородной волной.

В работах [1, 2] предложена другая модель внешнего поля, основанная на представлении индивидуальной геомагнитной вариации неоднородной плоской волной, имеющей отличные от нуля все компоненты поля. Соответствующий анализ магнитотеллурических наблюдений с целью определения направления и величины горизонтальной компоненты волнового вектора и получил название дирекционного анализа. Приводится также способ определения этой составляющей волнового вектора по измерениям комплексных амплитуд пяти компонент поля в одной точке на поверхности горизонтально-слоистой модели разреза. Однако электрические компоненты магнитотеллурического поля подвержены значительно большему влиянию локальных неоднородностей проводимости, особенно в приповерхностном слое, чем магнитные. Исходя из этого, дирекционный анализ, т.е. определение величины горизонтальной компоненты волнового вектора по комплексным амплитудам только магнитных компонент поля, хотя и зарегистрированных синхронно в нескольких пунктах, представляет существенный интерес.

В изотропной среде уравнения Максвелла для поля плоской неоднородной волны, комплексные амплитуды компонент которого имеют общий множитель

$$\exp(k_y y + k_z z - i\omega t),$$

распадается на две группы, составляющие волну магнитного (компоненты H_x , E_2 , H_z) и электрического (компоненты E_y , H_2 , E_z) типов [1]:

$$\left. \begin{aligned} -ik_z E_2 &= i\omega \mu H_x, \\ ik_z H_x - ik_y H_z &= (\sigma - i\omega \epsilon) E_2, \\ ik_y E_2 &= i\omega \mu H_z. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

$$\left. \begin{aligned} -ik_z H_z &= (\sigma - i\omega\epsilon) E_z, \\ ik_z E_z - ik_y E_y &= i\omega\mu H_y, \\ ik_y H_y &= (\sigma - i\omega\epsilon) E_y. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Горизонтальные компоненты поля записаны здесь в собственной системе координат ξ, η, z , связанной с направлением распространения ξ плоской неоднородной волны. Направление распространения ξ повернуто относительно оси x системы координат x, y, z (ось z направлена вниз), в которой велись наблюдения компонент поля на некоторый угол θ , при этом $\xi = x \cos \theta + y \sin \theta, \eta = -x \sin \theta + y \cos \theta$.

Пусть на поверхности горизонтально-слоистого разреза земной коры в двух пунктах, разнесенных на расстоянии m , проведены синхронные магнитотовариационные наблюдения.

Приравнявая значения E_z , входящие в первое и последнее уравнения системы (1), находим

$$\frac{H_\xi}{H_z} = -\frac{k_z}{k_\xi}. \quad (3)$$

Вертикальная и горизонтальная компоненты волнового вектора \vec{k} связаны между собой уравнением

$$k_z^2 + k_\xi^2 = \omega^2 \epsilon (\mu + i\omega\mu\sigma). \quad (4)$$

С другой стороны, беря отношение комплексных амплитуд вертикальной составляющей поля H_z , зарегистрированных в пунктах (1) и (2), получаем

$$\frac{H_z^{(2)}}{H_z^{(1)}} = e^{ik_\xi (p \cos \theta + q \sin \theta)}, \quad (5)$$

где p и q — проекции величины m на оси x и y .

Из соотношения (5) находим величину горизонтальной составляющей волнового вектора

$$k_\xi = \frac{\ln \frac{H_z^{(2)}}{H_z^{(1)}}}{i(p \cos \theta + q \sin \theta)}. \quad (6)$$

С учетом соотношений (4) и (6) (считая, что компоненты магнитного поля в пунктах (1) и (2) регистрируются со стороны Земли) выражение (3) представим так:

$$\frac{H_\xi^{(1)}}{H_z^{(1)}} = -\frac{\sqrt{i\omega\mu\sigma - \left(\frac{H_z^{(2)}}{H_z^{(1)}}\right)^2}}{\ln \frac{H_z^{(2)}}{H_z^{(1)}}} \cdot \frac{1}{i(p \cos \theta + q \sin \theta)}. \quad (7)$$

Преобразуя H_ξ к практической системе координат

$$H_\xi = H_x \cos \theta + H_y \sin \theta,$$

замечаем, что комплексное равенство (7) содержит в качестве неизвестных две величины — угол θ и проводимость верхнего слоя σ , которые, в принципе, при условии

$$\rho \cos \theta + q \sin \theta \neq 0 \quad (8)$$

могут быть определены. Действительно, введя обозначения для комплексных амплитуд

$$H_x^{(1)} = \rho_x^{(1)} e^{i\varphi_x^{(1)}}; \quad H_y^{(1)} = \rho_y^{(1)} e^{i\varphi_y^{(1)}}; \quad H_z^{(1)} = \rho_z^{(1)} e^{i\varphi_z^{(1)}}; \quad H_x^{(2)} = \rho_x^{(2)} e^{i\varphi_x^{(2)}}; \quad H_y^{(2)} = \rho_y^{(2)} e^{i\varphi_y^{(2)}}; \quad H_z^{(2)} = \rho_z^{(2)} e^{i\varphi_z^{(2)}}$$

и приравняв в соотношении (7) действительные и мнимые части, получаем два уравнения с двумя неизвестными σ и θ .

Условие (8) означает, что направление распространения \vec{y} не должно быть перпендикулярно к прямой, проходящей через точки наблюдения (1) и (2). В этом случае для решения поставленной задачи необходимо привлечение дополнительных пунктов наблюдения, расположенных в стороне от этой прямой.

После необходимых алгебраических преобразований приходим к уравнению четвертой степени относительно $\tan \theta$

$$J \tan^4 \theta + K \tan^3 \theta + L \tan^2 \theta + M \tan \theta + N = 0, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} J &= -q^2(QS + QE - Q); & K &= 2\rho q(RF - QC - Q^2 - QE) - q^2QC, \\ L &= \rho^2(RF - RS - Q^2 - QF) + q^2(R - QS - Q^2 - AQ) + 2\rho q(RD - RC), \\ M &= \rho^2(RD - QC) + 2\rho q(RS - QS - Q^2 - AR), \\ N &= \rho^2(RS - QS - Q^2 - AR) \end{aligned}$$

и, в свою очередь,

$$A = \frac{2\alpha\beta}{(\alpha^2 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2\beta^2}; \quad S = \frac{4\alpha^2\beta^2}{(\alpha^2 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2\beta^2}; \quad Q = \frac{(\alpha^2 - \beta^2)^2}{(\alpha^2 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2\beta^2};$$

$$\alpha = \ln(\rho_z^{(2)} - \rho_z^{(1)}); \quad \beta = \varphi_z^{(2)} - \varphi_z^{(1)}; \quad \rho_{xz}^{(1)} = \frac{\rho_x^{(1)}}{\rho_z^{(1)}}; \quad \rho_{yz}^{(1)} = \frac{\rho_y^{(1)}}{\rho_z^{(1)}};$$

$$A = (\rho_{xz}^{(1)})^2 [\cos^2 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) - \sin^2 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)})],$$

$$B = 2(\rho_{xz}^{(1)})^2 \cos 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \sin 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}),$$

$$C = \rho_{xz}^{(1)} \rho_{yz}^{(1)} [\cos(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \cos(\varphi_y^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) - \sin(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \sin(\varphi_y^{(1)} - \varphi_z^{(1)})],$$

$$D = \rho_{xz}^{(1)} \rho_{yz}^{(1)} [\cos(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \sin(\varphi_y^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) + \sin(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \cos(\varphi_y^{(1)} - \varphi_z^{(1)})],$$

$$E = (\rho_{yz}^{(1)})^2 [\cos^2 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) - \sin^2 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)})],$$

$$F = 2(\rho_{yz}^{(1)})^2 \cos 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}) \sin 2(\varphi_x^{(1)} - \varphi_z^{(1)}).$$

Уравнение (9) всегда имеет, по крайней мере, одно действительное решение. Если таких решений больше, то, аналогично [2], необходимо исследовать физические характеристики соответствующих волн. Для этого из соотношения (6) определяем величину горизонтальной составляющей волнового вектора $k_y = \gamma_y + i\alpha_y$. Из условия затухания волны в направлении распространения следует неравенство

$$\gamma_y \alpha_y > 0, \quad (10)$$

устраняющее неопределенность в определении направления распространения f .

После определения угла θ находим удельное сопротивление $\bar{\epsilon}$ верхнего слоя

$$\bar{\epsilon} = \frac{F \operatorname{tg}^2 \theta + D \operatorname{tg} \theta + B}{Q(\omega \mu q^2 \operatorname{tg}^2 \theta + 2\rho q \omega \mu \operatorname{tg} \theta + \omega \mu \rho^2)}. \quad (11)$$

Таким образом, поставленная задача полностью решена.

Л и т е р а т у р а

1. Четаев Д.Н. О структуре поля короткопериодической геомагнитной вариации и магнитотеллурических зондированиях. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1970, вып.2.
2. Четаев Д.Н., Юлович В.А. Дирекционный анализ микротеллурических наблюдений. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1970, вып.12.

УДК 550.837.311

В.М.Менделуца

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

О ТОЧКЕ ЗАПИСИ ДИПОЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДИРОВАНИЙ

Полевые работы с дипольными электрическими установками (зондирования и профилирования) успешно проводятся, однако еще до сих пор не решен вопрос о точке записи при таких измерениях. Поэтому необходимо дать разъяснение по этому вопросу.

В литературе (Альпин, 1950; Бердичевский, Загармистр, 1956; Блох, 1957; Менделуца, 1969) достаточно четко и конкретно описывается профилирование. Поскольку реальных геологических разрезов без горизонтальных неоднородностей не так уже много, необходимо считаться и с точкой записи, а поэтому сказанное И.М.Блохом (1957) для профилирования следует принимать и для зондирования: "Если же значения кажущихся сопротивлений относить к середине измерительного диполя, то пласт выделяется достаточно четко" и дальше "... при электропрофилеировании неравнодипольной установкой наибольшие амплитуды аномалий получаются при пересечении объектов измерительными (меньшими) диполями". Говоря о равнодипольной установке, И.М.Блох пишет "в этих случаях безразлично к середине какого из диполей относить результаты".

Проведен эксперимент на электропроводной бумаге, показывавший точку записи для различных установок по методу сопротивлений: I - АЛОМОНТОВ;

2 - АГ2,5М5/12,5В; 3 - М5/20А5В; 4 - М10/10А10В; 5 - М12,5А5/12,5В, где цифры между буквами указывают расстояние между электродами. На модели перемещался только "круговой цилиндр" - латунный круг диаметром $D=1,5 \lambda$ на постоянной глубине $\lambda/2$. Ток был все время постоянным, электроды для каждой установки не переставлялись за время измерений и поэтому кривые приведены в значениях u'' , которые показаны на рисунке. Полное совпадение кривых установок 1 с 4 и 2 с 5 свидетельствует о взаимозаменяемости в некоторых пределах не только линий но и отдельно взятых электродов. Все кривые симметричны относительно середины установок. Приведенные графики говорят о глубинности установок, дифференцирующей их способности, о точке записи, взаимозаменяемости не только линий (питающей на приемную и наоборот), но и отдельно взятых электродов и др. Так взаимозаменяемость электродов возможна в тех пределах, когда данную установку нельзя еще считать дипольной и, наоборот, дипольную установку следует считать тогда, когда взаимозаменяемость уже нельзя производить. Это можно делать для осевой установки при величинах AB или $MN \gg I/2 \lambda$, где λ - расстояние между центрами диполей.

Таким образом, точку записи при работах дипольными установками профилирования следует относить "к середине меньшего диполя" (Блох, 1957), а при зондированиях - к середине подвижного диполя.

Л и т е р а т у р а

1. Альпин Л.М. Теория дипольных зондирований. М., Гостоптехиздат, 1950.
2. Бердичевский М.Н., Загармистр А.М. Вопросы интерпретации двухсторонних электрических зондирований дипольными установками. - В кн.: Прикладная геофизика, вып.19. М., Гостоптехиздат, 1956.
3. Блох И.М. Дипольное электропрофилеирование. М., Госгеолтехиздат, 1957.
4. Менделупа В.М. Применение дипольных электрических зондирований для поисков рудных тел. - В кн.: Геофизические исследования на Украине. К., "Наукова думка", 1969.

УДК 550.837

В.А.Белаш
(ВНИИМОРГБЮ, Рига)

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОЗОНДИРОВАНИЯ

При интерпретации данных электроразведки часто возникает трудность, связанные со сравнительно невысокой разрешенностью кривых электроразведки, в особенности в случае разрезов типа А, а также при наличии экранирующих слоев низкого и высокого сопротивления. При машинной интерпретации трудности еще больше возрастают, так как используемая при этом функция λ дифференцирована намного меньше, чем соответствующие кривые ρ_k [2].

На данные морской электроразведки интенсивное экранирующее влияние оказывает слой электропроводной морской воды. Разработаны методы морской

электроразведки, которые позволили достигнуть производительности 200-300 ВЭЗ с разносами $AO = 3,5 + 480$ м в смену. Обработка и интерпретация таких больших объемов электроразведочных данных возможна только на ЭВМ. Поэтому возникла острая необходимость усовершенствовать и разработать методы интерпретации электроразведочных данных, реализующих на ЭВМ и обеспечивающих повышение точности интерпретации.

Излагается обоснование методов интерпретации, в которых повышение разрешенности кривых R достигается за счет использования производных от R по величине, обратной r . Функция R , как известно, определяется путем применения преобразования Ханкеля к кривой $\rho_k(r)$.

Для установки Шлемберже:

$$R = \frac{1}{\rho_1} \int_0^{\infty} \frac{\rho_k(r)}{r} J_1(mr) dr, \quad (1)$$

где $\rho_k(r)$ - кажущееся сопротивление, как функция от расстояния r между приемным и питающим электродом; ρ_1 - удельное электросопротивление первого слоя.

В результате морских электроразведочных работ с донными установками после интегрирования согласно (1) получаем величину Q , зависящую как от разреза по горным породам, так и от слоя морской воды [3]:

$$Q = \int_0^{\infty} \frac{\rho_m}{r} J_1(mr) dr = \frac{1}{\sigma_0 R_0 + \sigma_1 R_1}, \quad R_0 = ct h mh_0, \quad (2)$$

где σ_0 , h_0 - удельная электропроводимость и мощность слоя воды; ρ_m - кажущееся сопротивление, измеренное с помощью донной установки.

Эта часть обработки результатов электроразведочных работ в настоящее время затруднений не вызывает. Наиболее эффективный способ определения R , сводящийся к применению цифрового фильтра, описан в работе [4]. Как показала проверка на серии трехслойных кривых различных типов, погрешность определения R этим способом не превышает 1,5% [4].

Рассмотрим R_i , которое, согласно работе [1], для горизонтально-слоистой среды с числом слоев N может быть определено по рекуррентным формулам:

$$R_1(m) = ct h [mh_1 + \operatorname{arctch} \frac{\rho_2}{\rho_1} R_2]; \quad (3)$$

$$R_i(m) = ct h [mh_i + \operatorname{arctch} \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} R_{i+1}]; \quad R_N = 1; \quad i = 1, 2, 3, \dots, N.$$

Кроме того, R_i может быть также выражена следующим образом:

$$R_i = \frac{1}{\rho_i}, \quad \rho_i = ct h (mh_i + \operatorname{arctch} \frac{\sigma_i}{\sigma_{i+1}} \rho_{i+1}), \quad (4)$$

$$\rho_i = ct h (mh_i + \operatorname{arctch} \frac{\sigma_{i+1}}{\sigma_i} \rho_{i+1}). \quad (4a)$$

Обозначим

$$\sigma_i \rho_i = \bar{\sigma}_k; \quad \rho_i R_i = \bar{\rho}_k. \quad (5)$$

Если строить величины $\bar{\sigma}_k$ и $\bar{\rho}_k$ вне зависимости от параметра m , а от обратной ему величины $\bar{r} = \frac{1}{m}$, численно совпадающей с разностями r , то кривые $\bar{\rho}_k$ и $\bar{\sigma}_k$ будут аналогичными по конфигурации с кривыми $\rho_k(r)$ и $\sigma_k(r) = \frac{1}{\Lambda(r)}$. Это следует из работы [2].

Найдем производную от $\bar{\sigma}_k$ по m .

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_k' &= \frac{\partial \bar{\sigma}_k}{\partial m} = \sigma_1 (1 - \rho_1^2) \left(h_1 + \frac{\alpha_2 \rho_2^2}{1 - \alpha_2^2 \rho_2^2} \right); \\ \rho_i' &= (1 - \rho_i^2) \left(h_i + \frac{\alpha_{i+1} \rho_{i+1}^2}{1 - \alpha_{i+1}^2 \rho_{i+1}^2} \right); \\ \alpha_2 &= \frac{\sigma_2}{\sigma_1}; \quad \alpha_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{i-1}}. \end{aligned} \quad (6)$$

После последовательной подстановки ρ_i и ρ_i' и преобразований $\bar{\sigma}_k'$ может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_k' &= \bar{S}_d = \sum_{i=1}^{k-1} \delta_i \prod_{j=1}^i \frac{1 - \rho_j}{z_j}; \\ \delta_i &= \sigma_i h_i; \quad z_i = 1; \quad z_j = 1 - \alpha_j^2 \rho_j^2; \quad (j \neq 1). \end{aligned} \quad (7)$$

Из (7) следует, что $\bar{\sigma}_k'$ представляет собой сумму продольных проводимостей слоев, каждая из которых умножается на некоторый коэффициент. Учитывая это обстоятельство, а также наличие у $\bar{\sigma}_k'$ размерности проводимости, назовем этот параметр дифференциальной продольной проводимостью и обозначим \bar{S}_d . Для более детального анализа поведения \bar{S}_d запишем его выражение для четырех слоев:

$$\begin{aligned} \bar{S}_d &= S_1 (1 - \rho_1^2) + S_2 \frac{(1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)}{(1 - \alpha_2^2 \rho_2^2)} + \\ &+ S_3 \frac{(1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)(1 - \rho_3^2)}{(1 - \alpha_2^2 \rho_2^2)(1 - \alpha_3^2 \rho_3^2)}. \end{aligned} \quad (8)$$

ρ_1 - определяется согласно (4).

В дальнейшем, за исключением специально оговоренных случаев, будем ρ_i считать функцией \bar{r} .

$$\bar{r} = \frac{1}{m}. \quad (9)$$

Для анализа асимптотического поведения при малых и больших \bar{r} воспользуемся тождеством

$$1 - \rho_i^2 = \frac{(1 - t h^2 \frac{h_i}{\bar{r}})(1 - \alpha_i^2 \rho_i^2)}{(1 - \alpha_i \rho_i t h \frac{h_i}{\bar{r}})^2}. \quad (10)$$

После подстановки (10) в (8) и преобразований \bar{S}_d для четырех слоев запишется:

$$\begin{aligned} \bar{S}_d &= S_1 \frac{(1 - t h^2 \frac{h_1}{\bar{r}})(1 - \alpha_2^2 \rho_2^2)}{(1 + \alpha_2 \rho_2 t h m h_1)^2} + S_2 \frac{(1 - t h^2 m h_1)(1 - t h^2 \frac{h_2}{\bar{r}})(1 - \alpha_3^2 \rho_3^2)}{(1 + \alpha_2 \rho_2 t h \frac{h_2}{\bar{r}})^2 (1 + \alpha_3 \rho_3 t h \frac{h_3}{\bar{r}})^2} + \\ &+ S_3 \frac{(1 - t h^2 m h_1)(1 - t h^2 \frac{h_2}{\bar{r}})(1 - t h^2 m h_3)(1 - \alpha_4^2 \rho_4^2)}{(1 + \alpha_2 \rho_2 t h \frac{h_1}{\bar{r}})^2 (1 + \alpha_3 \rho_3 t h \frac{h_2}{\bar{r}})^2 (1 + \alpha_4 t h \frac{h_3}{\bar{r}})^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для произвольного числа слоев:

$$\bar{S}_d = \sum_{i=1}^{N-1} S_i (1 - \alpha_{i+1}^2 \rho_{i+1}^2) \prod_{j=1}^i \frac{1 - t h \frac{h_j}{\bar{h}}}{(1 + \alpha_{j+1} \rho_{j+1} t h \frac{h_j}{\bar{h}})^2} \quad (12)$$

При $\frac{h_i}{\bar{h}}$, большем единицы, $t h \frac{h_i}{\bar{h}}$ быстро приближается к единице ($t h 1,5 = 0,9051$; $t h 2 = 0,965$). Благодаря наличию разностей $1 - t h^2 \frac{h_i}{\bar{h}}$ в числителе каждое из слагаемых в равенствах (11) и (12) будет резко убывать по мере уменьшения \bar{h} и тем быстрее, чем больше величина h_i и номер i слоя, поскольку количество сомножителей вида $1 - t h^2 \frac{h_i}{\bar{h}}$ с увеличением номера i возрастает. Если $\bar{h} \rightarrow \infty$, то каждый из сомножителей произведения, входящего в (12), стремится к единице, а $\alpha_{i+1}^2 \rho_{i+1}^2 \rightarrow \frac{\sigma_N}{\sigma_i}$. Поэтому

$$\bar{S}_d(ac) \rightarrow \sum_{i=1}^{N-1} S_i (1 - \frac{\sigma_N^2}{\sigma_i^2})$$

или после преобразований

$$\bar{S}_d(ac) = \sum_{i=1}^{N-1} S_i \sigma_N^2 \sum_{i=1}^{N-1} \Gamma_i = S - \frac{\gamma}{\rho_N} \quad (13)$$

S и Γ — соответственно суммарные продольная электропроводность и поперечное электросопротивление.

Введем среднеквадратичное сопротивление

$$\rho_{cp} = \sqrt{\frac{\gamma}{S}}$$

Тогда (13) можно записать еще в следующем виде:

$$\bar{S}_d(ac) = S (1 - \frac{\rho_{cp}^2}{\rho_N^2}) \quad (14)$$

Таким образом, асимптотическое значение $\bar{S}_d(ac)$ кривой \bar{S}_d равно сумме продольных проводимостей всех слоев, залегающих выше опорного, с поправкой, равной квадрату отношения среднеквадратичного сопротивления всей толщ к электросопротивлению опорного горизонта. Если $\sigma_N = 0$ ($\rho_N = \infty$), то $\bar{S}_d(ac) = S$. Однако во всех случаях асимптота остается горизонтальной. Поскольку в (14) отношение $\frac{\rho_{cp}^2}{\rho_N^2}$ входит в квадрат, то при $\rho_{cp} > 4\rho_N$ \bar{S}_d будет весьма близко по величине к суммарной проводимости надопорной толщи. При $\rho_N < \rho_{cp} < 4\rho_N$ уже необходимо вводить поправку.

Если $\rho_N = \rho_{cp}$, то целесообразно переходить не к дифференциальной кажущейся проводимости \bar{S}_d , а к дифференциальному кажущемуся сопротивлению \bar{T}_d , которое мы определим следующим образом:

$$\bar{T}_d = \frac{\partial \rho}{\partial m}; \quad \bar{\rho}_k = \rho_1 R_1 \quad (15)$$

R_1 определяется согласно (2).

Из (15) путем преобразований, аналогичных произведенным в выводе \bar{S}_d , получаем следующее выражение для \bar{T}_d :

$$\bar{T}_d = \sum_{i=1}^{N-1} \Gamma_i \prod_{j=1}^i \frac{1 - R_j}{y_j} \quad (16)$$

$$\bar{\tau}_i = \rho_i h_i; \quad y_j = 1 - \mu_{(j-1),j}^2; \quad R_j^2; \quad (j \neq 1) \quad (\mu_{(j-1),j} = \frac{\rho_j}{\rho_{j-1}}).$$

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_d = & \tau_1 (1 - R_1^2) + \tau_2 \frac{(1 - R_1^2)(1 - R_2^2)}{1 - \mu_{1,2}^2 R_2^2} + \\ & + \tau_3 \frac{(1 - R_1^2)(1 - R_2^2)(1 - R_3^2)}{(1 - \mu_{1,2}^2 R_2^2)(1 - \mu_{2,3}^2 R_3^2)}; \end{aligned} \quad (17)$$

R_i - определяется согласно (3) с учетом количества слоев. Для асимптотических значений $\bar{\tau}_d$ получаем после соответствующих преобразований

$$\bar{\tau}_d^{(ac)} = \tau \left[1 - \frac{\rho_N^2 s}{T} \right] = \tau \left[1 - \frac{\rho_N^2}{\rho_{cp}^2} \right]. \quad (18)$$

Таким образом, согласно (18) в случае $\rho_N < \rho_{cp}$ удобнее пользоваться выражением $\bar{\tau}_d$. Они обладают теми же преимуществами и характерными особенностями, что и \bar{S}_d в случае $\rho_{cp} < \rho_N$. Сравнивая (3) и (2); (7) и (16); (8) и (17); (14) и (18), можно убедиться в аналогии этих выражений - одно может быть получено из другого путем взаимной одновременной замены:

$$\bar{\tau}_d \rightleftharpoons \bar{S}_d; \quad (\mu_{i(i+1)} \rightleftharpoons \alpha_{i(i+1)}; \quad \text{cth} \rightleftharpoons \text{th}.$$

Из этого следует, что кривые $\bar{\tau}_d(\bar{S}_d)$ численно совпадают с кривыми $\bar{S}_d(\tau_d)$, у которых величины всех удельных электросопротивлений изменены на обратные $\rho_i^* \rightarrow \frac{1}{\rho_i}$.

Приведем еще два соотношения, связывающих \bar{S}_d и $\bar{\tau}_d$:

$$\bar{S}_d = \frac{\bar{\tau}_d}{\rho_k^2}; \quad \bar{\tau}_d = \frac{\bar{S}_d}{\sigma_k^2}. \quad (19)$$

ρ_k и σ_k определяются согласно (5). Соотношение (19) полезно при интерпретации данных полевых наблюдений.

Подобным же образом можно получить значения приведенной дифференциальной продольной проводимости \bar{S}_{ud} , соответствующие измерениям с донной установкой, используемой в морской электроразведке.

$$\begin{aligned} \bar{S}_{ud} &= \bar{S}_{uo} + \bar{S}_d. \\ \bar{S}_{uo} &= S_0 \left(1 - \text{th} \frac{h_0}{\bar{\tau}} \right); \quad S_0 = \sigma_0 h_0. \end{aligned} \quad (20)$$

\bar{S}_d - значение приведенной дифференциальной продольной проводимости, соответствующей разрезу ниже поверхности морского дна, определяемое выражениями (7) или (8).

$$\text{При } \bar{\tau} \rightarrow \infty \quad \bar{S}_{ud} = S_0 + S_d^{(ac)}. \quad (21)$$

$S_d^{(ac)}$ определяется согласно (14). Теоретические кривые $\bar{S}_d(\tau_d)$ для двух слоев приведены на рис. 1. Кривые подтверждают выявленные ранее закономерности в области асимптотических значений при больших и малых $\bar{\tau}$. При $\frac{\bar{\tau}}{h_0} < 1$ значения \bar{S}_d резко убывают. При $\mu_{1,2} > 1$ (слабопроводящее основание) кривые быстро выходят на асимптотические значения

$$\bar{S}_d^{(ac)} = S_i (\tau - \mu_{1,2}^{-2}), \quad (22)$$

Равенство (22) является частным случаем (14).

Если в основании залегает слой с повышенной электропроводностью ($\mu_{12} < 1$), то значения \bar{S}_d отрицательны почти во всем диапазоне разносов, за исключением области, где $\rho_1 < \mu_{12}$. Поскольку этой области соответствуют очень малые $\frac{F}{h}$ и \bar{S}_d , то эта часть кривой на рис. I не приводится. Кривые T_d с обратным отношением μ_{12} (цифры в скобках) совпадают с кривыми S_d . На рис. I для сравнения приведены графики обычно интерпретируемой функции R , совпадающей в нашем определении с обращенным кажущимся сопротивлением \bar{A}_h при $\rho_1 = 1$ (пунктирные кривые). Гораздо более низкая разрешенность и более поздний выход кривых R на асимптоту очевидны. Так, кривая R при $\mu = 8$ достигает значения, составляющего 0,9 от асимптотического при $\bar{F} = 110h$, кривая же \bar{S}_d выходит на значение 0,9 асимптотического при $\bar{F} = 10,5$, т.е. в 10 раз быстрее.

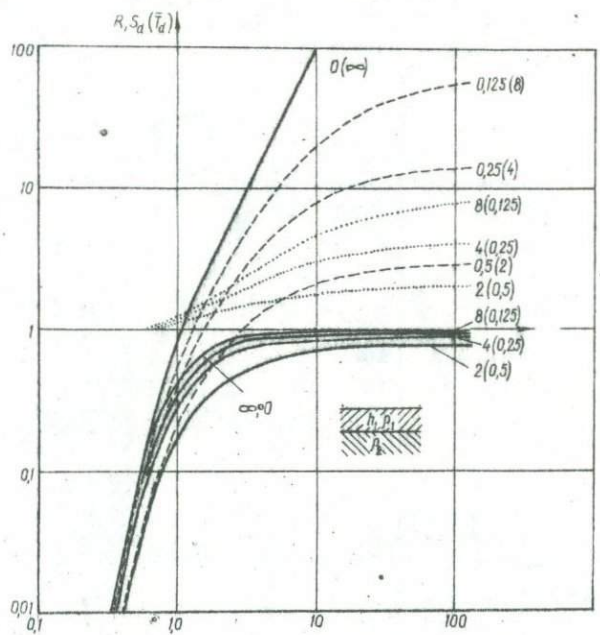


Рис. I. Теоретические графики $\bar{S}_d(\bar{F}_d)$ для двух-слоистого разреза. Шифр кривых $\frac{F_2}{\rho_1}$ (в скобках отношение $\frac{F_2}{\rho_1}$ для кривых T_d).

Особенности поведения кривых \bar{S}_d в случае многослойного разреза иллюстрируются рис. 2, где приводятся не только кривые \bar{S}_d , но и кривые, соответствующие каждому из слагаемых выражения (10). Слагаемые обозначены $\bar{S}_{d(1)}$, $\bar{S}_{d(2)}$ и $\bar{S}_{d(3)}$ соответственно их порядковому номеру. Теоретическая кривая хорошо дифференцирована, что вполне естественно. Места

разрыва функций, построенных в билогарифмическом масштабе, соответствуют переходу кривых \bar{s}_d через нуль. Последние же, согласно (II) и (I2), соответствуют максимальному влиянию на результаты наблюдений области разрыва вблизи границы между вышележащим слоем высокого сопротивления и нижележащим слоем с относительно пониженным сопротивлением. Гораздо более важным является то, что на кривой \bar{s}_d могут быть выделены зоны преимущественного влияния каждого из трех слагаемых суммы, которая определяется выражением (II). Так, до $\bar{r} = 1,5 \bar{s}_{d(1)}$ совпадает с суммарной кривой $\bar{s}_d = s_{d(1)} + s_{d(2)} + s_{d(3)}$; до $\bar{r} = 4 \bar{s}_{d(2)}$ совпадает с суммой $s_{d(2)} + s_{d(3)}$. Это создает благоприятные возможности для поочередного раздельного определения слагаемых, и процесс интерпретации становится более однозначным.

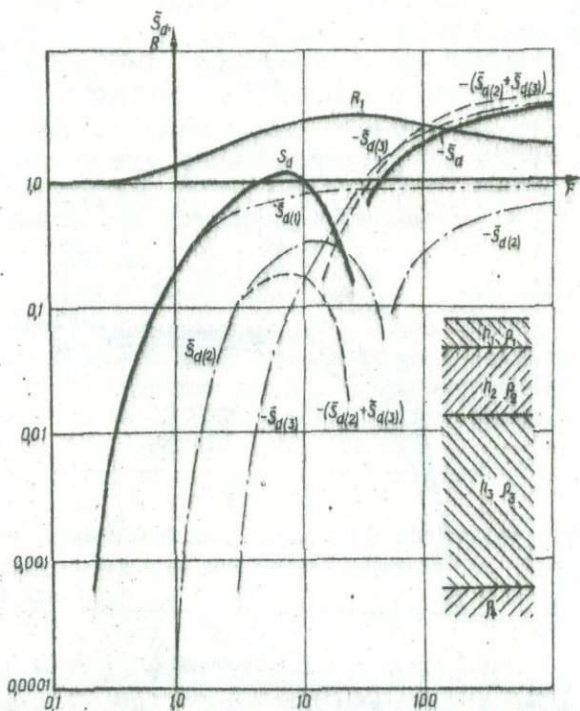


Рис.2. Теоретические кривые \bar{s}_d для четырех-
 слойного разреза и графики $s_{d(1)}$, $s_{d(2)}$, $s_{d(3)}$,
 $s_1 = 1$; $s_2 = 1$; $s_3 = 1$.
 $h_1 = 1$; $h_2 = 4$; $h_3 = 8$; $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = .4$; $\rho_3 = 8$; $\rho_4 = 3$;

В качестве иллюстрации приведем случай зондирования трехэлектродной установкой, выполненного в акватории Чаунской губы Восточно-Сибирского моря (рис.3). При измерениях установка располагалась на дне. Кривая $\rho_k(\mu)$ (рис.3) весьма слабо дифференцирована в правой восходящей части и ее интерпретация затруднительна. В результате обработки кривой получена кривая $\bar{S}_d(\rho)$, которая более дифференцирована и легко поддается интерпретации. Индекс μ приписан кривой, поскольку наблюдения выполнялись донной установкой. Пунктиром на рисунке показана теоретическая кривая:

$$\bar{S}_d(\rho) = \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 - \epsilon A^2 \frac{A_0}{F} \right), \quad (23)$$

По положению начала координат теоретической кривой ($A_0 = 1$; $S_0 = 1$) обычным способом определяются значения $A_0 = 10$ и $S_0 = 18,5$. Разность между экспериментальной и теоретической, совмещенной с ее левой частью, согласно выражению (20), будет отрезать разрез ниже поверхности дна. Эта разность построена в четырех точках в нижней правой части рис.3. *

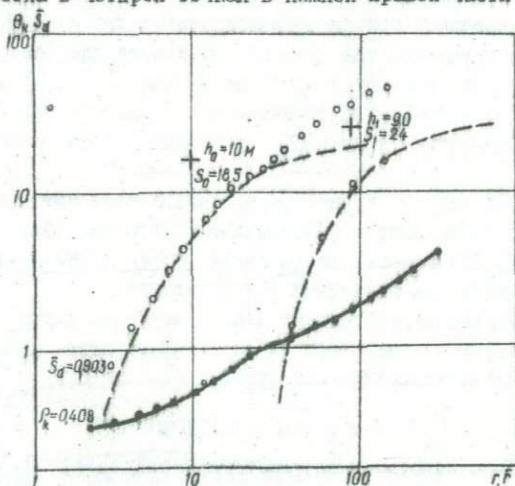


Рис.3. Графики $\rho_k(\mu)$ и экспериментальные графики $\bar{S}_d(\rho)$, с которыми совмещена теоретическая кривая (пунктир).

С этими четырьмя точками удовлетворительно совмещается теоретическая кривая такого же вида, как и (23), соответствующая слою с сопротивлением ρ_1 , и продольной проводимостью S_1 , залегающему на непроводящем основании $\rho_2 = \infty$. Отметим, что, согласно рис.1, при $\rho_2 \gg 8$ двухслойные теоретические кривые совпадают с кривой $\rho_2 = \infty$, и, следовательно, описываются выражением вида (23). По кресту второй теоретической кривой находим $h_1 \approx 90$, $S_1 = 24$.

Выводы

Введены функции $\bar{r}_d = \frac{\partial R}{\partial m}$ и $\bar{s}_d = \frac{\partial \rho}{\partial m}$, $\rho = \frac{1}{\lambda}$, λ - результат преобразования Ханкеля функции кажущегося сопротивления по параметру m . Показано, что \bar{s}_d и \bar{r}_d , полученные в результате дифференцирования, и имеющие физический смысл и размерности эффективной продольной проводимости и эффективного поперечного сопротивления, обладают некоторыми особенностями, полезными при интерпретации данных ВЗЗ. Основные особенности \bar{s}_d и \bar{r}_d .

1. Значительно более высокая разрешенность по сравнению с обычно используемой при интерпретации функцией λ .

2. Выход на асимптоту при эффективных разностях для значительно меньших, чем для кривой λ (для двухслойных разрезов в 10 раз меньших разностях).

3. Выход на горизонтальную асимптоту при любых значениях электропроводности основания, причем асимптотические значения \bar{s}_d равны суммарной продольной проводимости S всех слоев в случае непроводящего основания ($\rho_N = \infty$) и отличается от S не более, чем на 7% в диапазоне $4 < \frac{\rho_N}{\rho_{cp}} < \infty$, где ρ_{cp} - среднеквадратичное сопротивление надпорной толщи. Аналогичны закономерности кривых \bar{r}_d , полезных в случае проводящего основания.

4. \bar{s}_d (\bar{r}_d) представлены в виде ряда, каждый член которого пропорционален продольной проводимости (поперечному сопротивлению) соответствующего слоя и резко убывает при возрастании $\bar{r} > h_i$. Это создает благоприятные возможности для послойной интерпретации.

5. Обработка экспериментальных данных морского электроразведывания, в результате которой получены кривые \bar{s}_d и \bar{r}_d , подтверждает выводы, следующие из анализа теоретических кривых.

Л и т е р а т у р а

1. Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М., "Недра", 1965.
2. Страхов В.Н., Каралина Г.Н. Об интерпретации данных электрических зондирований на электронных вычислительных машинах. - Прикл. геол., вып. 56. М., "Недра" 1969.
3. Шкабарня Н.Г., Гриценко В.Г. Интерпретация кривых электрического зондирования с применением ЭВМ. М., "Недра", 1971.
4. Ghosh D.P. The application of linear filter theory to the direct interpretation of geoelectrical resistivity sounding measurements. - Geophys. Prospect., 1971, 19, N 2.

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ КИРОВОГРАДСКОЙ АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

На территории Украинского кристаллического массива (УКМ) работами методом магнитовариационного профилирования (МВН) обнаружена аномалия электропроводности, которая в настоящее время прослежена на расстоянии 600 км на север и на юг от УКМ [17]. Максимальная глубина залегания верхней кромки аномалии, оцененная с помощью решения для кругового цилиндра, составляет 40 км. При предположительной проводимости аномального тела (σ_2), равной $1-3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, радиус цилиндра должен быть порядка 8 км, а проводимость вмещающей среды (σ_0) — $10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Аномальное тело можно представить и в виде горизонтально залегающего эллиптического цилиндра. На рис.1 показаны возможные положения тел, удовлетворяющие наблюдаемым данным. Отметим, что лучше всего с наблюдаемыми данными согласуется модель, расположенная на глубине 30 км и проводимостью тела $0,5 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

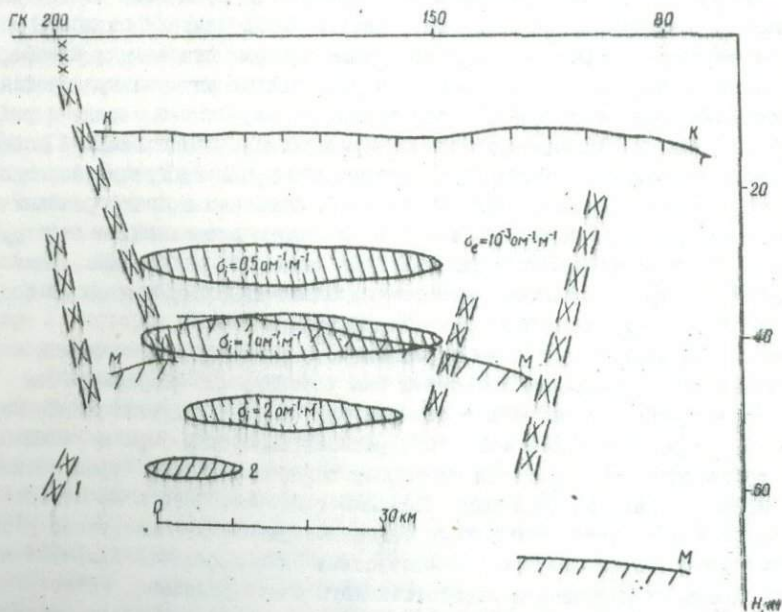


Рис.1. Сейсмогеологический разрез вдоль УШ пр. ГСЗ по В.Б.Соллгусу и А.А.Трипольскому (Геофиз. сб. АН УССР, 31, 1969): К — граница Корады; М — граница Мохоровичича; I — глубинные разломы; 2 — модели Кирвоградской аномалии электропроводности.

Из приведенных данных очевидна многозначность результатов интерпретации: аномальное тело может быть разной формы, размеров и залегать на различной глубине. Вероятно, получаемые параметры можно уточнить, если выработать представление о физико-химических и геологических событиях, с которыми связано появление проводящего тела и о возможных глубинах таких процессов, а также участвующих в них объемах вещества.

Зоны повышенной проводимости в земной коре по современным представлениям могут быть трех видов. В верхних частях "гранитного" слоя это могут быть объекты, обладающие высокой электронной проводимостью, обычно связанные с зонами повышенной концентрации сульфидов, магнетита, графита и т.п. [20]. Согласно геологическим данным, в рассматриваемой зоне имеются отдельные проявления графитизации пород. Однако расчеты показывают, что мощность и протяженность таких зон недостаточны для объяснения обнаруженной аномалии. Поэтому этот вариант истолкования аномалии трудно обосновать, хотя нельзя и признать полностью невероятным, ввиду отсутствия данных о геологическом строении "гранитного" слоя исследуемой зоны.

Объекты второго вида могут быть представлены зонами, в которых происходит полное или частичное плавление, гранитизация. Геологические данные последних лет по ряду регионов, где обнаружены вулканы относительно молодого возраста, показывают, что нельзя категорически отрицать возможности образования расплава в недрах даже древних стабильных платформ. В частности, в Европе система грабен-рифтов, сопровождаемая вулканогенными образованиями мезокайнозойского возраста, пересекает наряду с районами альпийской активизации регионы с варисийским, каледонским и докембрийским возрастом фундамента [18]. Состав лав преимущественно основной. Образование зон расплава на большой глубине, особенно в платформенных условиях, происходит, вероятно, без существенного повышения температуры вещества [7]. В этом случае первичный очаг находится на глубине, намного большей 100 км (необходима температура около 1200°C), и явно не подходит для объяснения аномалии электропроводности.

Зона расплава, если она не перемещается, не будет и источником тепла. При внедрении в верхние горизонты (на уровень, где располагается аномалия электропроводности) и остывания она таковым становится. Легко показать, что расплавленное вещество, располагающееся в коре и имеющее объем, соответствующий аномалии электропроводности, должно через достаточное время создать значительную аномалию теплового потока на поверхности. Измерениями теплового потока такое возмущение не обнаружено [8, 9]. Это может свидетельствовать о его отсутствии или небольшом возрасте источника. Время возникновения гипотетического очага расплава, естественно, определить невозможно. Единственным указанием на процессы такого рода в коре УКМ в недавнем геологическом прошлом может служить Болтынский массив базитовых лав. Эти породы излились относительно недалеко к западу (~70 км) от оси аномалии электропроводности, время их возникновения оценивается как верхнемеловое (~100 млн. лет) [11]. Если предполагаемая

аномалия имеет такой возраст, то не исключено, что на глубине нижних горизонтов коры еще сохранились частично расплавленные объемы. Однако отсутствие аномалии теплового потока на поверхности представляется совершенно невероятным. Расчет показывает, что тепловая волна достигнет поверхности через 10-15 млн. лет, максимум потока достигает через 50-60 млн. лет, затем следует период спада, однако возрасту источника в 100 млн. лет еще отвечает вполне заметная величина аномалии теплового потока — порядка 10-20 мвт/м². Такое возмущение едва ли было бы пропущено проведенными в рассматриваемой зоне исследованиями, точность которых около 5 мвт/м². Следовательно, и этот вариант механизма формирования аномалии электропроводности представляется маловероятным или недоказуемым.

Следующая причина, вызывающая появление аномально проводящих зон, связана с наличием в земной коре флюидов с проводимостью, равной проводимости электролитов.

В разрезах земной коры многих геосинклинальных регионов установлены или предполагаются ассоциации пород, известные под названием офиолитовых комплексов, которые наряду с другими образованиями включают базиты (габбро, базальты, диабазы) и ультрабазиты (дуниты, перидотиты) [6, 12, 13, 16, 22]. Офиолиты отмечены в геосинклиналих, сформировавшихся в самые различные периоды тектогенеза фанерозоя и докембрия. Часто породы этого комплекса приурочены к зонам глубинных разломов и в структурах протерозоя и фанерозоя образуют вытянутые пояса большой протяженности [12, 13]. Известны офиолиты и в пределах Криворожской протерозойской геосинклинали [13]. Ультрабазиты рассматриваемого комплекса представляют собой, как правило, тектонические отторженцы, поднятые подвижками по разломам в приповерхностную зону, что делает их доступными для наблюдения [16, 22]. Предполагается, что основная часть этих пород находится на большей глубине. Существует даже мнение, что в районах древних платформ (к которым относится и Криворожье) "базальтовый" слой земной коры сложен образованиями офиолитового комплекса [13].

Ультрабазиты офиолитов в основном целиком серпентинизированы. На небольших глубинах этот процесс мог использовать поверхностные воды и природа серпентинизации очевидна. Однако и на глубине подходящие условия обеспечиваются. Дело в том, что значительную часть офиолитового комплекса составляют базиты, которые при кристаллизации из магмы выделяют несколько процентов воды [19, 21]. Эта вода вполне может реагировать с минералами дунитов и перидотитов, образуя серпентин с концентрацией воды, достигающей 6-10% [21]. Наиболее распространены в природе такие реакции [10]: 1) с образованием серпентина и гальсы; 2) с образованием серпентина и брусита. Реализация какого-либо варианта процесса зависит от состава исходных пород. Для обычно встречающихся в природе ультрабазитов с содержанием в оливине 10-20% фаялитовой молекулы осуществляется вторая схема. Серпентинизация в этом варианте происходит при температурах T и

давлениях P , приведенных на рис.2. Кривые P - T несколько смещаются в зависимости от давления паров воды, однако трудно предполагать, чтобы в нижних горизонтах земной коры P_{H_2O} было намного больше приведенных величин (т.е. чтобы общее количество воды превышало несколько процентов). Температуры и давления ($T = 100-400^\circ\text{C}$, $P = 0-12$ кбар) вполне отвечают условиям в земной коре древней платформы. В течение некоторого времени после завершения геосинклинальных процессов температуры в породах Криво-рожья, вероятно, превышали необходимые для серпентинизации. Однако уже многие сотни миллионов лет назад тепловой режим региона стабилизировался, температуры понизились до уровня, показанного на рис.2 (расчет температуры выполнен обычным способом [4]), и фронт серпентинизации, двигаясь сверху вниз, достиг современной глубины. При наличии необходимых условий процесс серпентинизации требует некоторого времени. Судя по имеющимся данным, он завершается в течение периода порядка $\sim 10^6$ лет [6], т.е. в рассматриваемом случае все массивы ультрабазитов, находящиеся в нужных интервалах T и P , успели серпентинизироваться. Указать конкретную глубину, до которой распространится этот процесс, вероятно, нельзя: нам не известна точная кривая P - T серпентинизации, поскольку неясно P_{H_2O} и температура на глубине 10-40 км определяется с погрешностью в несколько десятков градусов. Все же очевидно, что в большей части коры (примерно до 30 км) условия для стабильного существования серпентинита есть. Движение границы серпентинизации возможно при изменении давления или температуры в недрах.

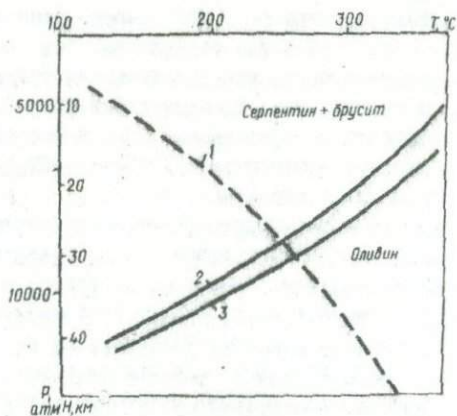


Рис.2. Условия десерпентинизации в земной коре района Кировоградской аномалии электропроводности: 1 - глубинные температуры; 2 - параметры десерпентинизации при $P_{H_2O} = 300$ атм; 3 - параметры десерпентинизации при $P_{H_2O} = 1000$ атм.

Колебания температуры мало вероятны при длительном господстве платформенного режима и сохранении неизменного строения земной коры. Давление по имеющимся данным может существенно изменяться, превосходя в определенных периодах гидростатическое. Районы с избыточными сжимающими напряжениями установлены в последние годы на многих континентах прямыми измерениями в горных выработках [3]. Такие же сведения получены и в Кривом Рогу [2]. Можно считать установленным, что на глубине порядка 600 м сжимающие напряжения в 1,5 раза превосходят гидростатическое давление [1]. Изменение их с глубиной в Кривбассе не изучено, но данные по другим районам позволяют предполагать, что в глубинных горизонтах коры избыточное напряжение достигает 10 кбар и более [3]. Столь интенсивное сжатие неизбежно приведет к смещению фронта серпентинизации, возможно, не на один десяток километров (см. рис. 2). При этом высвободится некоторое количество воды (до 3-5% [14]), включенной ранее в кристаллическую решетку серпентина. Такой процесс должен резко изменить проводимость преобразованного объема пород.

Действительно, серпентинит (без включений магнетита, титано-магнетита и т.п.) обладает проводимостью порядка $10^{-3} - 10^{-4} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, т.е. не отличается от других пород консолидированной коры (гнейсы, граниты, габбро [15]). При наличии в породе минерализованной воды (достаточно концентрации порядка 2,0 г/л) ее проводимость может повыситься на два-три порядка при температурах $\leq 400^\circ\text{C}$. Преобразование серпентина в оливин происходит с уменьшением объема минеральной части на 10-15% [10], следовательно, можно ожидать возникновения внутри породы свободного пространства, заполненного флюидом. Такое развитие событий приведет к формированию зон проводимости, близких по величине электропроводности к проводимости минерализованной воды. Возможно, этим механизмом и объясняется возникновение анализируемой аномалии электропроводности.

Необходимые для десерпентинизации давления вначале, естественно, будут достигнуты в нижней части преобразуемого интервала, где они вначале были выше. Преобразование серпентина в оливин требует довольно значительного количества тепла - около $8,5 \cdot 10^5$ кал/моль, т.е. $7,7 \cdot 10^3$ кал/см³ чистого серпентина. Учитывая, что процесс охватывает не весь объем, а лишь его незначительную часть - первично ультрабазитовую, следует считать среднюю объемную потребность тепла на один-два порядка меньшей - около $10^2 - 10^3$ кал/см³, что эквивалентно очень значительному остыванию породы на многие сотни градусов. Подобное охлаждение сразу же остановит преобразование, несмотря на рост давления в указанных пределах. Следовательно, реакция может идти только при практически постоянной температуре, используя тепло, подводимое извне к преобразуемому объему пород. При этих условиях наиболее значительным окажется, вероятно, принос тепла в направлении наибольшего положительного градиента температур, т.е. снизу (см. рис. 2).

Таким образом, если причиной десерпентинизации скорее всего может быть появление дополнительных сжимающих напряжений, то ее темп полностью определяется величиной теплового потока, поступающего из области ниже объекта аномалии, т.е. в основном из мантии и нижней части "базальтового" слоя. Эта величина едва ли превышает 10–15 мвт/м² (около 0,2–0,3 мккал/см²·сек) [4]. Отсюда скорость перемещения фронта десерпентинизации составит всего около 0,15 см/год, т.е. смещение на десятки километров потребует десятков млн. лет. Маловероятно, чтобы в течение столь долгого времени сохранились избыточные сжимающие напряжения. Более правдоподобной кажется гипотеза об их связи с новейшей тектоникой [3]. В этом случае среди возможных вариантов интерпретации следует предпочесть те, в результате которых аномалия объясняется относительно тонким объектом.

Предполагаемые изменения не скажутся заметно на величине поверхностного теплового потока. Если объект аномалии начал формироваться относительно недавно (несколько млн. лет назад), его тепловой эффект в настоящее время заметен на расстоянии около 5 км от нижней кромки преобразованной зоны и, вероятно, не вышел за пределы последней.

В ы в о д ы

Учитывая предположения, сделанные относительно характера описанных явлений и неточности выполненных расчетов, можно все же констатировать следующее:

1. Наиболее вероятной по имеющимся данным причиной, вызвавшей Кировоградскую аномалию электропроводности, является процесс десерпентинизации, которому подвергся объем пород "базальтового" слоя земной коры, до недавнего (геологически) времени содержащий заметное количество серпентинитов. В результате процесса десерпентинизации выделилась свободная вода, которая, растворяя различные соединения, стала высокоминерализованным флюидом. Повышенная электропроводность такого флюида и вызвала аномалию электропроводности.

2. Условия прохождения процесса, данные о температурах в коре и величине поверхностного и мантийного теплового потока позволяют оценить глубину объекта примерно в 30 км, толщину – не более нескольких километров. Полученные параметры не противоречат результатам интерпретации аномалии электропроводности по данным МВИ.

Л и т е р а т у р а

1. Богданов А.П. и др. Напряженное состояние гранитов на руднике им. Кирова (Кривой Рог). – В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., "Наука", 1973.

2. Бондарук А.Г. и др. Изучение современных горизонтальных движений в Криворожье. – В кн.: Современные движения земной коры, № 4. М., "Наука", 1968.

3. Булин Н.К. Некоторые выводы из анализа измерений естественных напряжений в подземных горных выработках. – В кн.: Напряженное состояние земной коры. М., "Наука", 1973.

4. Гордиенко В.В., Кутас Р.И., Глибинні температури деяких районів УРСР. - ДАН УРСР, 1970, № 7.
5. Гордиенко В.В., Кутас Р.И. Радиоактивная теплогенерация в горных породах Украины и некоторых других районов. - Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 49.
6. Зимиин С.С. Парагенезис офиолитов и верхняя мантия. М., "Наука", 1973.
7. Куно Х. Плато-базальты, Земная кора и верхняя мантия. - М., "Мир", 1972.
8. Кутас Р.И., Гордиенко В.В. Тепловое поле Украины. К., "Наукова думка", 1971.
9. Кутас Р.И., Гордиенко В.В., Завгородняя О.В. Тепловой поток Украинского щита и его склонов. - Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 50.
10. Маракушев А.А. - Термодинамика метаморфической гидратации минералов. М., "Наука", 1968.
11. Материалы IV всесоюзного петрографического совещания. Баку, Изд-во АН АЗССР, 1969.
12. Муратов М.В. Строение и развитие эвгеосинклинальных прогибов и их магматизм. - Изв. АН СССР, серия геол., 1971, № 5.
13. Наливкина Э.Б. Офиолитовые ассоциации докембрия Украинского кристаллического массива. Автореф. докт. дис., К., 1973.
14. Пархоменко Э.И., Великов Б.П., Дворжак Э. Влияние серпентинизации на упругие и электрические свойства горных пород. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1973, № 8.
15. Пархоменко Э.И., Бондаренко А.Т. Электропроводность горных пород при высоких давлениях и температурах. М., "Наука", 1972.
16. Резолюция симпозиума "Офиолиты в земной коре". - Геотектоника, 1973, № 6.
17. Рокитянский И.И., Логвинов И.М. Аномалия электропроводности на Кировоградском блоке Украинского щита. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1972, № 6.
18. Рутен М. Геология Западной Европы, М., "Мир", 1972.
19. Силицын В.М. Смаль, Л., "Недра", 1972.
20. Смирнов А.С. Структура и природа электрической проводимости древнего кристаллического фундамента. - Вопросы геофизики, 1971, вып. 21.
21. Соловьев С.П. Химизм горных пород. Л., "Наука", 1970.
22. Хаин В.В. Общая геотектоника. М., "Недра", 1973.

УДК 550.84

К.А.Валеев

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД С УСЛОВИЯМИ ИХ ФОРМИРОВАНИЯ

Как известно, естественная остаточная намагниченность I_n несет в себе информацию о физико-химических условиях формирования горных пород и условиях их дальнейшего существования. Извлечение этой информации и ее правильное объяснение требует знания физических процессов намагничивания природных ферромагнитных минералов [1].

В естественных условиях намагничивание горных пород может происходить при различных термодинамических режимах. В частности, основное большинство изверженных горных пород намагничивается при одновременном воздействии высоких давлений P и температур T . Очевидно, эти физические условия должны быть как-то зафиксированы в "магнитной памяти" горных пород. В качестве одного из способов раскрытия "магнитной памяти" последних, очевидно, можно использовать характер поведения I_n в условиях:

а) высоких одноосных давлений; б) переменного и постоянного магнитных полей; в) температурного размагничивания. Исследования подобного содержания, но несколько по иной методике были проведены Т.С.Лебедевым и др. [2]. При анализе результатов исследования $I_A = f(P, T)$ критерием могут служить характер изменения остаточных намагниченностей, образованных при известных термодинамических условиях, под воздействием внешних факторов. В целом решение данной задачи можно свести к следующему: в образцах горных пород необходимо создать остаточную намагниченность при различных значениях давления, температуры и магнитного поля, т.е. необходимо в какой-то мере попытаться моделировать процессы, происходящие в земной коре, образованную таким способом намагниченность и I_A подвергать повторным воздействиям магнитного поля, давления и температуры. На основе анализа полученных данных для искусственно созданных намагниченностей и для I_A попытаться определить термодинамические условия образования естественной остаточной намагниченности горных пород. Указанные исследования должны быть построены на том основании, что в ферромагнитных веществах могут происходить необратимые процессы, причем действие высоких термодинамических параметров не только могут вызывать изменения доменной структуры ферромагнитных зерен, но и при благоприятных условиях могут привести к образованию определенной устойчивой магнитной текстуры в них. Иными словами зафиксироваться в "магнитной памяти" горных пород.

Одним из способов создания устойчивой магнитной текстуры является термомеханическая обработка (ТМО) ферромагнитного материала, которая заключается в охлаждении ферромагнитного вещества, начиная с температуры выше точки Кюри до комнатной под воздействием механических напряжений. Со времени первого описания Л.С.Шуром и А.С.Хохловым еще в 1940 г. этого явления было издано много работ [3-16], основное содержание которых можно свести к следующему:

1) характер магнитной текстуры (МТ), образованной при ТМО, в основном определяется соотношением знаков внешних напряжений, действующих при охлаждении, магнитоотрикции насыщения вещества;

2) наиболее резкая МТ образуется при выполнении условия $f_{\sigma} \gg f_H$ или $A_5 \cdot d \gg A$. Отсюда вытекает, что для получения резко выраженной МТ, в пределе приводящей к магнитной одноосности, необходимо, чтобы материал обладал малой магнитной анизотропией или высоким пределом упругости;

3) величина оптимальной нагрузки, при которой наблюдается наиболее устойчивая МТ, зависит от состава ферромагнитного вещества, температуры отпуска и предьстории образца. Поэтому можно предположить, что условия термомеханической обработки ферромагнитных веществ практически равнозначны условиям формирования интрузивных горных пород. В связи с этим нам представлялось интересным выяснить возможность образования в горных породах магнитной текстуры, т.е. возможность фиксирования термодинамических условий в "магнитной памяти" ферромагнитных включений горных пород.

Методика экспериментальных исследований

Остаточную намагниченность, образованную при термомеханической обработке горных пород, назовем пьезотермоостаточной намагниченностью. Последняя создавалась следующим образом: на образец, находящийся внутри немагнитной печи при комнатной температуре, накладывалось осевое давление определенной величины ($I : 600 \text{ кг/см}^2$). Затем образец нагревался со скоростью $400\text{--}600^\circ\text{C}$ в час до $600\text{--}700^\circ\text{C}$. По достижении этой температуры образец выдерживался в течение времени $t_{\text{д}}$ от 0 до 60 мин ($t_{\text{д}}$ — время выдержки образца горной породы при фиксированном значении давления и температуры, которая выше точки Кюри ферромагнитного вещества). Далее образец охлаждался со скоростью $300\text{--}400^\circ\text{C}$ в час под нагрузкой. Таким образом, время, необходимое для создания пьезотермоостаточной намагниченности образца горной породы, составляло 4–5 ч.

Величина и направление остаточных намагниченностей образцов горных пород измерялись на магнитометре МА-21 и на измерителе остаточных намагниченностей ИОН-1 по общепринятой методике. Магнитная восприимчивость образцов определялась на приборе ИМВ-2. В основном исследовались диабазы Карамальтанской свиты. Подробное описание указанных горных пород можно найти в трудах И.С.Вахрамеева.

Результаты экспериментальных исследований

Зависимость стабильности J_n от природы ее термодинамической предистории

Общезвестно, что естественная остаточная намагниченность горных пород может образоваться в довольно широком диапазоне давлений и температур. В зависимости от физико-химических условий образования стабильность J_n по отношению к воздействиям внешних факторов также будет различной [17]. В частности, наименее стабильной намагниченностью является остаточная намагниченность, образованная при низких давлениях и температурах (соответственно от одного до нескольких десятков атмосфер и несколько десятков градусов Цельсия). Эти условия характерны в основном для метасоматических горных пород.

При тектонических процессах в условиях сравнительно невысоких температур горные породы могут подвергаться значительным механическим напряжениям, которые могут служить причиной возникновения, так называемой пьезоостаточной намагниченности $J_{\text{тп}}$. На рис.1 показаны результаты размагничивания пьезоостаточной намагниченности под действием одноосного давления в скомпенсированном магнитном поле. Из рис.1 видно интенсивное уменьшение величины пьезоостаточной намагниченности при повышении одноосного давления. Причем пьезоостаточная намагниченность, образованная при более высоких значениях давления, обладает более высокой стабильностью. Сказанное наиболее характерно для намагниченностей, образованных при взаимноперпендикулярном расположении оси давления и напряженности магнитного поля.

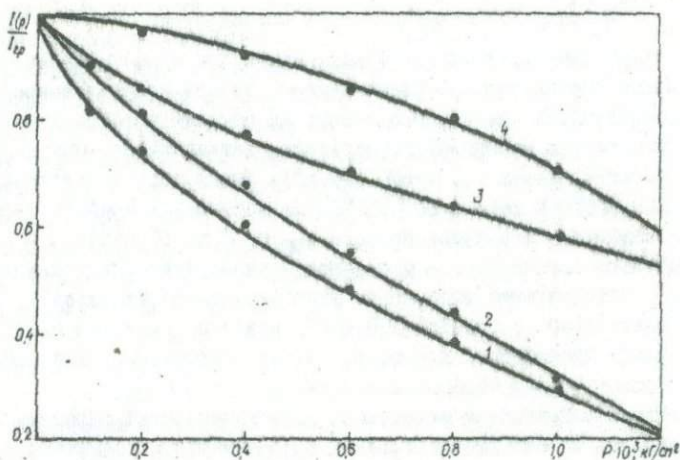


Рис. 1. Размагничивание пьезостаточной намагниченности горных пород под действием одноосного давления: 1, 2 - J_{ps} , образованная соответственно при HIP и $P = 400 \text{ кг/см}^2$, $P = 120 \text{ кг/см}^2$; 3, 4 - J_{ps} , образованная соответственно при HIP и $P = 400 \text{ кг/см}^2$, $P = 1200 \text{ кг/см}^2$.

Остаточную намагниченность, образованную при охлаждении горных пород при небольших давлениях, в зависимости от температур образования называют частично-термоостаточной или термоостаточной. Подобные термодинамические условия соответствуют условиям формирования основного большинства эффузивных горных пород. Стабильность указанных видов намагниченностей сильно зависит от температуры их образования. В частности, термоостаточная намагниченность является наиболее стабильной намагниченностью (кроме J_{rs}). Частично-термоостаточная и термоостаточная намагниченности могут нести определенную информацию о температуре образования самой намагниченности и горной породы. Однако они не информативны в отношении их динамических условий образования.

Интересно отметить, что все известные виды остаточных намагниченностей, включая и термоостаточную, в скомпенсированном магнитном поле под действием одноосного давления уменьшаются начиная с первых десятков атмосфер. Сказанное равнозначно тому, что величина коэффициента

$$K = \frac{1}{J_p} \left(\frac{dJ_p}{dP} \right)_{T,H}$$

для всех видов остаточных намагниченностей в интервале давлений от 1 до 1000 кг/см^2 отличны от нуля. В то же время для естественной остаточной намагниченности горных пород подобная закономерность не всегда соблюдается. У диабазов со столбчатой и шаровой отдельностями изменением коэффициента K соответственно до $200\text{--}400 \text{ кг/см}^2$ практически можно пренеб-

речь [18] (рис.2). Следовательно, можно предположить, что у диабазов наблюдаемое различие в характере изменения $J_{rt} = f(P)$, возможно, вызвано спецификой условий образования этих горных пород.

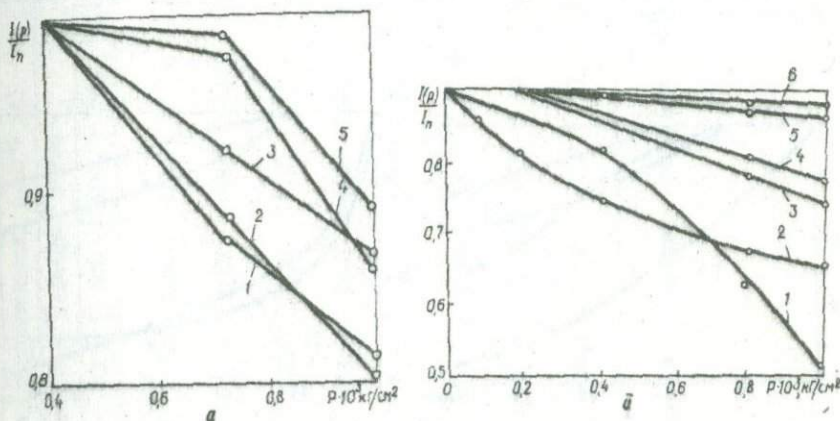


Рис.2. $J_{rt} = f(P)$: а - 1-5 - диабазы с шаровой отдельностью; б - 1 - альбитофир; 2-4 - диабазы со столбчатой отдельностью; 5 - амфиболиты; 6 - серпентиниты.

Согласно литературным данным, диабазы со столбчатой и шаровой отдельностями могут образоваться лишь при наличии определенных, специфических термодинамических условий. В частности, диабазы с шаровой отдельностью образуются в подводных условиях на большой глубине. Для образования диабазов со столбчатой отдельностью необходима кровля достаточной мощности, обеспечивающая медленное равномерное остывание магмы. Таким образом, естественная остаточная намагниченность указанных диабазов образуется в условиях одновременного воздействия высоких давлений и температур, т.е. является пьезотермоостаточной намагниченностью. В связи с этим нам представлялось интересным провести более подробные исследования J_{rt}^P .

Исследования пьезотермоостаточной намагниченности горных пород в условиях высоких одноосных давлений

В первой серии экспериментов исследовалась пьезотермоостаточная намагниченность J_{rt}^P , образованная при $t_f = 0$. Результаты исследований показали, что характер изменения пьезотермоостаточной намагниченности в функции одноосного давления практически не отличается от характера изменения других видов остаточных намагниченностей. Сказанное равнозначно тому, что величина коэффициента K и в данном случае изменяется начиная с первых десятков атмосфер (рис.3, кривая 1 и 2, рис.4, кривая 1).

На основе приведенных данных можно заключить, что для основного большинства исследованных горных пород при таком способе ТМО магнитная текстура не образуется. Однако необходимо отметить, что для небольшого количества образцов наблюдалось отсутствие изменения $J_{rt}^p = f(P)$ до давлений, при которых происходило образование пьезотермостаточной намагниченности (таблица).

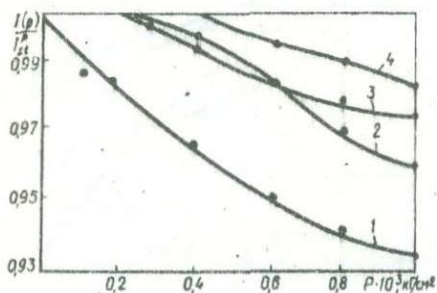


Рис.3. $J_{rt}^{400} = f(P)$ для диабазы 22: 1, 2 - $t_f = 0$, 3 - $t_f = 30$ мин, 4 - $t_f = 60$ мин.

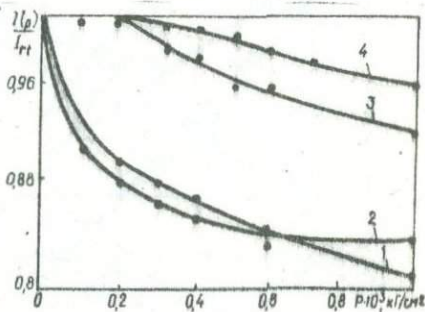


Рис.4. $J_{rt}^{400} = f(P)$ для диабазы 254: 3, 4 - $t_f = 40$ мин и $t_f = 60$ мин; 2 - для туфа (Камчатка) при $t_f = 60$ мин; 1 - $J_{rt} = f(P)$.

В следующей серии экспериментов исследовалась пьезотермостаточная намагниченность, образованная при различном времени выдержки (рис.3,4, таблица). Из данных, приведенных на рис.3,4 и в таблице, видно, что из двух видов остаточных намагниченностей (J_{rt} и J_{rt}^p) более стабильной является пьезотермостаточная намагниченность. В частности, для образца диабазы № 254 при увеличении одноосного давления от I до 1200 кг/см² относительное изменение J_{rt}^p и J_{rt} составляло соответственно 1,5 и 6,5%. Причем с увеличением времени выдержки стабильность пьезотермостаточной намагниченности растет. При времени выдержки $t_f = 60$ мин и более величина пьезотермостаточной намагниченности остается неизменной до тех пор, пока внешнее давление не превысит величину первоначально приложенного давления (под первоначальным давлением следует понимать давление, при котором образовывалась J_{rt}^p).

Таким образом, в лабораторных условиях была получена намагниченность, по характеру изменения в функции одноосного давления довольно близкая к естественной остаточной намагниченности образцов диабазов с шаровой и столбчатой отдельностями. Полученные результаты позволяют предполагать, что при термомеханической обработке в горных породах создается определенная магнитная текстура, причем возможность создания устойчивой магнитной текстуры зависит не только от величины приложенных давлений

Номер образца диабаза	Вид намагниченности	Остаточная намагниченность ($\cdot 10^{-4}$ гс)										$\frac{J(p)}{J_0}$
		при одноосном давлении, кг/см ²										
		I	100	200	300	400	500	600	800	1000	1200	
3I-70	J_{200}^1	1,50	1,45	1,42	1,41	1,365	1,360	1,33	1,23	1,18	1,10	0,73
	J_{2500}^{400}	3,35	3,20	3,18	3,12	3,04	3,00	2,97	2,81	2,74	2,59	0,77
	J_{2700}^1	35,0	34,7	34,3	34,0	33,4	33,0	32,8	32,6	32,2	31,9	0,91
	J_{2700}^{400}	37,6	37,6	37,6	37,6	37,6	37,6	37,0	36,6	36,2	36,0	0,95
	J_p	3,3	3,3	3,3	3,3	3,27	3,22	3,20	3,10	3,00	3,20	0,18
	J_p	15,4	15,4	15,4	15,3	15,0	14,6	14,0	13,4	12,8	12,3	0,80
	J_{2600}^{400}	42	42	42	42	42	41,5	41,0	40,5	40	39	0,92
	J_{2600}	18,4	17,5	16,8	16,0	14,8	14,1	13,4	12,5	11,3	11,0	0,6

* Нижние и верхние числа означают соответственно температуру и давление, при которых образовалась данная намагниченность.

и температур, но и от времени выдержки. Возникновение в образцах горных пород устойчивой магнитной текстуры приводит к росту стабильности пьезотермоостаточной намагниченности по отношению к одноосному давлению.

В проведенных опытах многие образцы горных пород использовались несколько раз. В связи с этим возникли сомнения в том, что наблюдаемые закономерности изменения $J_{rs}^p = f(P)$ могли быть вызваны результатом многократных нагревов и испытаний под давлением. Последствия этих испытаний проверялись в помощью специальных повторных циклов опытов (рис.3, кривые 1,2). Кривая 1 относится к первому циклу испытания образца, кривая 2 - к этому же образцу, но предварительно подвергнутому многократным воздействиям высоких давлений и температур. Идентичность кривых означает, что многократные воздействия высоких давлений и температур не вызвали существенных изменений магнитных свойств исследуемых горных пород.

Для контроля за изменением ферромагнитных минералов в процессе нагревания образцов горных пород наряду с основными исследованиями проводились исследования магнитной восприимчивости χ остаточной намагниченности насыщения J_{rs} и естественной остаточной намагниченности J_n в функции от температуры. Результаты этих исследований показали, что носители магнетизма исследуемых горных пород имеют различную минералогическую природу. По характеру изменения χ , J_{rs} , $J_n = f(T)$ исследуемые горные породы разделились на две группы.

У первой группы магнитная восприимчивость с температурой практически не изменяется вплоть до 500°C (рис.5, кривые 1,2). У второй группы она изменяется начиная с 150-200°C и при температуре 500°C наблюдается довольно значительное возрастание величины по сравнению с первоначальным значением (рис.5, кривые 3,4).

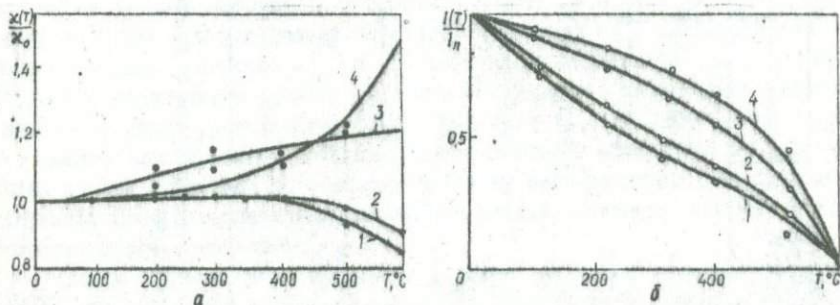


Рис.5. а - $J_{rs} = f(T)$: 1-4 соответственно диабазы с шаровой отдельностью 256, 254, 117 и 258; б - $\chi = f(T)$: соответственно 1-4 - диабазы с шаровой отдельностью 117, 258, 254 и 256.

Результаты исследования $\chi = f(T)$ хорошо согласуются с результатами исследования $J_n = f(T)$. Из рис. 5 видно, что кривые $J_n = f(T)$ для образцов первой группы идут значительно выше кривых для образцов пород второй группы. Анализ приведенных данных позволяет полагать, что ферромагнитные включения образцов горных пород первой группы имеют высокотемпературную природу, образцов второй группы — низкотемпературную. Минералогические исследования показали, что магнетизм горных пород первой группы обусловлен высокотемпературным магнетитом, второй группы — титаномагнетитом. Последний при нагревании выше 150–200°C, по-видимому, окисляется в магнетит, что подтверждают результаты исследований И.П. Михайловой [19].

Обсуждение результатов экспериментальных исследований

Исследуемые изверженные горные породы можно рассмотреть как поликристаллические ферромагнитные тела, обладающие положительной магнито-стрикцией. Если подобное ферромагнитное тело подвергать одноосному давлению, то магнитные моменты доменов, возникающих в процессе охлаждения под давлением, будут стремиться ориентироваться в направлении к плоскости, перпендикулярной к линии сжатия. Исходя из этого возникает вопрос: насколько стабильно новое равновесное состояние доменов. В работе [20] указывается, что только наличие дополнительных внешних воздействий на породу во время ее образования (повышение температуры, тектонические напряжения, химические реакции и т.д.) способствует возникновению в геомагнитном поле остаточной намагниченности, сравнительно большой по величине и достаточно устойчивой, чтобы сохраняться в течение многих тысяч и миллионов лет.

Как показали наши исследования, при охлаждении образца горной породы, находящейся под действием одноосного сжатия, возникает стабильная пьезотермоостаточная намагниченность, что, очевидно, связано с возникновением устойчивой магнитной текстуры. При термомеханической обработке создается в основном текстура смещения [16], т.е. текстура, при которой векторы спонтанной намагниченности доменов ориентируются в направлении осей легкого намагничивания кристаллитов, ближайших к плоскости, перпендикулярной к линии сжатия. В магнетите заметная текстура вращения может происходить только в случае выполнения условия

$$|\sigma_{\lambda_{11}}| > |K_2| + |\sigma_{\lambda_{100}}|,$$

где σ — упругое напряжение; K_2 — константа магнитной кристаллографической анизотропии; λ_{11} , λ_{100} — магнито-стрикции насыщения.

Таким образом, в результате термомеханической обработки в ферромагнитных зернах горных пород увеличивается объем 180 доменов за счет уменьшения объема 90° доменов. Причем вновь возникшие домены прочно захватываются внутренними напряжениями, возникшими при термомеханической обработке.

Изложенное связано с тем, что при сжатии ферромагнетика в последнем происходит массовое рождение дислокаций по всему объему, что и приводит к росту внутренних напряжений, а соответственно и к закреплению доменных границ. На основе результатов наших исследований, нетрудно предположить, что устойчивость доменных границ зависит не только от предела изменений приложенных давлений и температур, но и от времени выдержки образца горной породы при фиксированных значениях P и T . Поэтому повторные давления, наложенные при холодном состоянии, не могут сместить эти границы до тех пор, пока величина магнитоупругой энергии внешних напряжений не будет превышать энергию доменных границ и свободную энергию ферромагнитных кристаллов вообще.

В ы в о д ы

1. Из всех видов остаточных намагниченностей (кроме J_{75}) наиболее стабильной по отношению к одноосному давлению является пьезотермоостаточная намагниченность.
2. Из всех видов остаточных намагниченностей наиболее близкой к J_2 диабазов с шаровой и столбчатой отдельностями является пьезотермоостаточная намагниченность.
3. Результаты исследований позволяют предположить, что образование естественной остаточной намагниченности исследованных нами диабазов происходило в условиях одновременного воздействия высоких давлений и температур.
4. По характеру изменения естественной остаточной намагниченности в условиях одноосного давления ориентировочно можно судить о величине давлений, сопутствующих образованию горной породы.

Л и т е р а т у р а

1. Трухин В.И. Магнитное последствие в горных породах. Автореф. канд. дис., М., 1973.
2. Лебедев Т.С., Савенко Б.И., Шаловал В.И., Корчин В.Я. Остаточное влияние высоких давлений и температур на магнитные свойства гранитоидов с различной природой естественной остаточной намагниченности. - В кн.: Физические свойства горных пород при высоких термодинамических параметрах. К., "Наукова думка", 1971.
3. Шур Я.С., Хохлов А.С. Возникновение устойчивой магнитной текстуры в ферромагнетиках, охлажденных под растяжением. - ЖЭТФ, 1940, 1113, № 10.
4. Шур Я.С., Хохлов А.С. Термомеханическая обработка ферромагнетиков. - ДАН СССР, 1946, 53, № 1.
5. Шур Я.С., Хохлов А.С. Зависимость магнитострикции никеля от исходной текстуры и последовательности включения магнитного поля и одноосных упругих напряжений. - ЖЭТФ, 1946, 16, № 11.
6. Шур Я.С. Магнитные свойства ферромагнетиков охлажденных в присутствии одноосных напряжений. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1947, 11, № 5.
7. Шур Я.С. О магнитной текстуре ферромагнетиков. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1947, 11, № 6.
8. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.-Л., 1948.
9. Шур Я.С., Дунаев Ф.Н. О магнитной текстуре, возникающей в мягких магнитных материалах после термомеханической обработки. - ДАН СССР, 1950, 72, № 2.

10. Шур Я.С., Лужинская М.Г., Шубина Л.А. Влияние упругих напряжений и ТМО на магнитные свойства высококоэффициентных сплавов. - ФММ, 1956, 2, № 3.
11. Шур Я.С., Лужинская М.Г., Шубина Л.А. Термомеханическая обработка сплава викаллой. - ФММ, 1957, № 1.
12. Лужинская М.Г., Шур Я.С. Влияние упругих напряжений и термомеханической обработки на магнитные свойства некоторых жестких магнитных материалов. - ФММ, 1957, 4, № 2.
13. Шур Я.С., Лужинская М.Г., Шубина Л.А. Влияние упругих напряжений и ТМО на магнитные свойства высококоэрцитивных сплавов. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, 21, № 9.
14. Дунаев Ф.Н. О кинетике термомеханической обработки ферромагнетиков. - Изв. АН СССР, 1958, сер. физ., 22, № 10.
15. Дунаев Ф.Н. О магнитной текстуре ферромагнетиков, подвергнутых внешним нагрузкам. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, № 12.
16. Дунаев Ф.Н., Дружинин К.В., Малев И.С., Прасова Т.И. О снижении удельных потерь в электротехнических сталях за счет создания магнитной текстуры. - В кн.: Структура и свойства текстурованных металлов и сплавов. М., "Наука", 1969.
17. Валеев К.А. Исследование остаточной намагниченности диабазов в условиях высоких одноосных давлений. - В кн.: Физические свойства горных пород при высоких термодинамических параметрах. Тбилиси, 1974.
18. Валеев К.А., Магадеев Б.Д., Тухватуллин Р.А. К вопросу о возможной связи магнитных свойств горных пород с динамотермальными условиями формирования и метаморфизма. - В кн.: Физические свойства горных пород при высоких термодинамических параметрах. К., "Наукова думка", 1971.
19. Михайлова Н.П. Минералогическая стабильность горных пород при нагревах. - Геофиз. сб. АН УССР, 1968, вып. 24.
20. Петрова Г.Н. Автореф. докт. дис. ИФЗ АН СССР, 1963.

УДК 550.831:681.3:51

И.Н. Корчагин

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗБЫТОЧНОЙ МАССЫ И ГЛУБИНЫ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ШАРОВЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ СКОРЯЙШЕГО СПУСКА

Обратная задача гравиразведки для группы шаровых тел, согласно теореме Д.П. Зидарова [3], приводит к выпуклому программированию. Поскольку в задаче выпуклого программирования локальный минимум совпадает с абсолютным (наименьшим значением минимизируемой функции), то использование шара в качестве аппроксимирующей ячейки при создании автоматизированных систем подбора параметров возмущающих тел имеет определенные преимущества: отпадает необходимость в исследовании единственности решения задачи.

Это свойство обратной задачи для группы шаровых тел, а также простота математических выражений, которыми описывается гравитационный потенциал и его производные от шара, были использованы в первых алгоритмах автоматизированного подбора параметров трехмерных возмущающих тел для которых шар служил аппроксимационной ячейкой. В работах [1, 2] алгоритм автоматизированного подбора параметров возмущающих тел, аппроксимированных шарами, используется для оценки величины избыточных масс и центров тяжести возмущающих масс.

Однако широкого практического применения этот алгоритм не получил в основном из-за сложного характера геологических образований, с кото-

рыми сталкивается интерпретатор при геологическом истолковании результатов геолого-геофизических исследований. В реальной геологической обстановке возмущающие геологические объекты в форме шара встречаются очень редко. Примеры использования данного алгоритма для оценки параметров возмущающих тел произвольной формы не приводятся.

Известно, что обратные задачи гравиразведки в общем виде относятся к некорректным задачам математической физики. Один из осуществляемых методов решения этих задач состоит в том, что заранее выбирается класс решения. В дальнейшем все параметры геологических образований ищут в этом фиксированном классе. При решении практических задач класс решения определяется первоначальной схемой-гипотезой геологического строения исследуемого участка [1], которая строится на основании имеющейся геолого-геофизической информации. В случае недостатка априорных сведений для построения первоначального приближения дополнительными данными могут быть избыточная масса и координаты центров тяжести возмущающих масс. Отсюда возникает необходимость в проведении исследований с целью выяснения возможностей применения алгоритма подбора параметров возмущающих масс, аппроксимированных шарами, для построения и уточнения первоначального приближения (геологической схемы-гипотезы).

В настоящей работе мы ограничились анализом решения задачи определения параметров шаровых тел методом скорейшего спуска и основное внимание уделили: а) исследованию характера поведения минимизируемой функции цели в пространстве искомых параметров; б) влиянию выбора точек аномального распределения поля, которые используются при решении задачи, на вид функции цели и результат решения; в) оценке скорости сходимости метода скорейшего спуска.

Положение шара характеризуется следующими параметрами: x_0, y_0 — координаты эллипцентра; h — глубина до центра; M — избыточная масса. В алгоритме подбора параметров шара [1, 2] минимизация подлжит функционал

$$F = \sum_{i=1}^n [\Delta g_{\text{набл}}(x_i, y_i) - \Delta g_{\text{теор}}(x_i, y_i)]^2, \quad (1)$$

где теоретическое значение гравитационного поля вычисляется по формуле

$$\Delta g_{\text{теор}} = k \sum_{j=1}^m \frac{M_j h_j}{[(x_i - x_{0j})^2 + (y_i - y_{0j})^2 + h_j^2]^{3/2}}. \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) n — количество точек, значения силы тяжести которых используются при интерпретации, m — количество шаров, которыми аппроксимированы возмущающие массы. Для того чтобы линейные величины были выражены в километрах, а избыточная масса в единицах 10^9 т достаточно принять коэффициент k равным 6,67.

Поскольку выражение (1) сложное и его анализ в общем виде связан с определенными трудностями, мы несколько упростим задачу. Примем m равным единице. В этом случае решается задача для одного шара. Если же

для решения задачи использовать значение аномального поля в одной точке λ_i , то для этого случая выражение (I) можно записать:

$$F = \left[\Delta g_{\text{набл}} - k \frac{Mh}{(x^2 + \lambda^2)^{3/2}} \right]^2. \quad (3)$$

В последнем выражении координаты эпицентра x_0 и y_0 мы приняли постоянными и равными нулю: для изолированных возмущающих тел они довольно точно определяются по экстремальному значению аномального поля. Это упрощение задачи позволяет выразить некоторые результаты в графическом виде.

Согласно теореме об экстремумах функции нескольких переменных, необходимым условием существования такого является условие равенства нулю всех частных производных первого порядка в исследуемой точке. В рассматриваемом случае требуется соблюдение равенств

$$\frac{\partial F}{\partial h} = -2kM \frac{\delta(x^2 - 2\lambda^2)}{(x^2 + \lambda^2)^{5/2}} = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial M} = -2kh \frac{\delta}{(x^2 + \lambda^2)^{3/2}} = 0,$$

где $\delta = \Delta g_{\text{набл}}(x) - \Delta g_{\text{теор}}(x)$.

Заметим, что необходимые условия выполняются при равенстве наблюдаемого и теоретического значений Δg в исследуемой точке. Рассмотрим в каких точках двумерного пространства параметров λ и M это условие выполняется.

Поскольку параметр M входит в выражение $\Delta g_{\text{теор}}$ линейно, то он влияет только на амплитуду теоретического значения силы тяжести. Кривая изменения $\Delta g_{\text{теор}}$ в точке λ в зависимости от глубины до центра шара будет определяться выражением

$$f = h / (x^2 + \lambda^2)^{3/2}.$$

Определим λ , при котором функция f принимает минимальное значение. Решив уравнение $\frac{df}{d\lambda} = 0$, получим

$$\lambda_{\text{max}} = 0,703 x.$$

Подставив в выражение для f значение λ_{max} вместо λ , имеем

$$f_{\text{max}} = 0,384/x.$$

На рис. I представлены графики изменения функции f , а следовательно, и $\Delta g_{\text{теор}}$ в точках с абсциссами 1,5; 2,0; 3,0 в зависимости от параметра h . Для экстремальной точки аномального поля график зависимости величины f от h будет описываться выражением $f_g = 1/\lambda^2$.

Итак, максимальное значение $\Delta g_{\text{теор}}$ для различных точек аномального поля достигается при различных значениях параметра h . С увеличением расстояния до экстремальной точки значение λ , при котором $\Delta g_{\text{теор}}$ принимает максимальное значение, увеличивается.

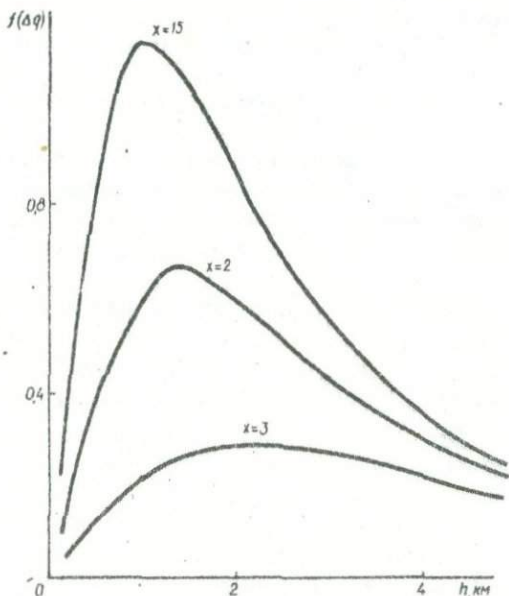


Рис.1. Графики зависимости значения функции $f(\Delta g)$ от глубины центра шара.

Для теоретических примеров в случае отсутствия ошибок аппроксимации минимальное значение функции (3) равно нулю. При фиксированных значениях M глубины h , для которых выполняется это условие, определяются из уравнения

$$h^6 + 3x^2h^4 + \left(3x^4 - \frac{h^2M^2}{\Delta g_{набл}^2}\right)h^2 + x^6 = 0.$$

Поскольку проанализировать решение этого уравнения трудно, то для различных фиксированных значений M были построены графики зависимости функции F от параметра h (рис.2), а также линии равных значений F (рис.3). Для вычислений, по результатам которых были построены графики, использовались значения $\Delta g_{набл}$ от шара с параметрами $M = 3 \cdot 10^9$ т и $h = 2$ км в точках с абсциссами 1,5 и 3 км.

Для графиков зависимости величины F от положения центра шара можно отметить следующее:

а) характер изменения величины F сохраняется одинаковым для всех точек аномального поля (за исключением точек с экстремальным и близкими к экстремальному значениями $\Delta g_{набл}$);

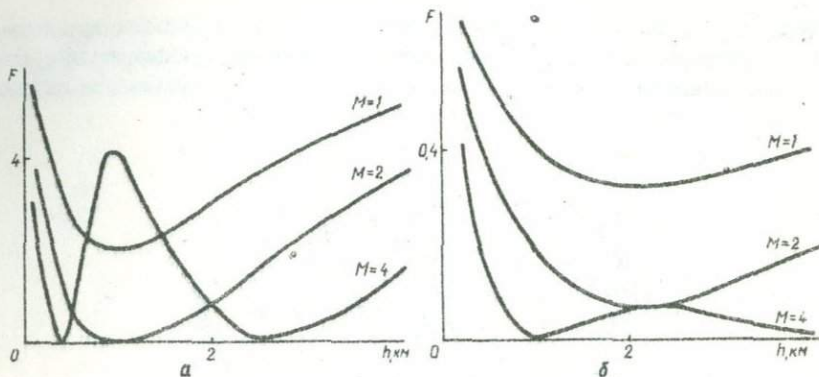


Рис.2. Графики зависимости значения функции F от глубины центра шара: а - для точки с абсциссой 1,5 км; б - для точки с абсциссой 3 км.

б) с уменьшением абсолютного значения $\Delta g_{набл}$ (с увеличением расстояния от используемой точки до точки с экстремальным значением $\Delta g_{набл}$) численное значение функции F уменьшается;

в) левые ветви кривых F более крутые; в области малых значений параметра h ($h < h_{уст}$) функция F изменяется быстрее с изменением параметра h ;

г) для точек с большими значениями $\Delta g_{набл}$ минимальное значение функции F достигается на более узком интервале значений h , чем для точек с малыми значениями $\Delta g_{набл}$;

д) при увеличении h численное значение функции F стремится к величине $\Delta g_{набл}^2$;

е) в области малых значений h ($h < h_{уст}$) численное значение функции F может намного превышать величину $\Delta g_{набл}^2$.

Из рис.2 и 3 следует, что для точек, в которых $\Delta g_{набл}$ отлично от экстремального, минимальное значение функции F при фиксированном значении параметра M достигается в одной точке, если при этом M выполняется условие $\Delta g_{теор}(h_{max}) \in \Delta g_{набл}$. Если это условие не соблюдается, то минимум F достигается при двух значениях параметра h .

Таким образом, используя одну точку аномального поля, мы получим единственное решение задачи по параметру M при фиксированных значениях остальных параметров. Решение задачи по параметру h зависит от выбора точки $\Delta g_{набл}$. Если использовать для решения задачи экстремальное (или близкое к нему) значение силы тяжести, получим единственное решение, а если использовать другие точки наблюдаемого поля, возможны два решения.

Поскольку значение h , при котором достигается условие минимума функции цели, а также численное значение функции F зависят от абсциссы

точки $\Delta g_{набл}$, то использование для решения задачи нескольких точек из разных участков аномального поля позволяет получить функцию цели с единственным минимумом. Следовательно, и решение задачи определения параметров шара в этом случае будет единственным.

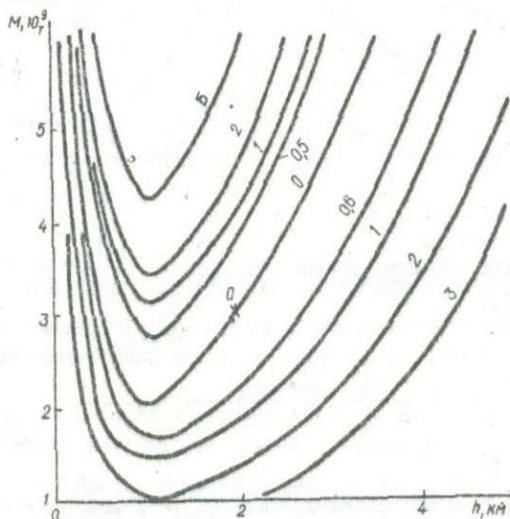


Рис.3. Линии равных значений F для точки $\lambda = 1,5$ км.

На рис.4 представлены линии уровня функции F , построенной для 29 точек аномального поля (экстремальной и расположенных от экстремальной на окружностях с радиусами 0,5; 1,0; 1,5; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0 км). Значения $\Delta g_{набл}$ в этих точках получены от шара с параметрами $x_0 = y_0 = 0$, $\lambda = 2$ км, $M = 3 \cdot 10^9$ т. При вычислении F в точках пространства параметров h и M значения x_0 и y_0 принимались равными истинным значениям этих параметров. Для выяснения влияния координат эпицентра шара на величину функции F в точках пространства параметров h и M были построены линии уровня исследуемой функции при значениях x_0 и y_0 , отличных от истинных (рис.5). При вычислениях F значения x_0 и y_0 принимались равными 1 км.

Возникает вопрос, влияет ли выбор точек для интерпретации на результат решения задачи.

Анализ поведения функции цели показывает, что при отсутствии ошибок аппроксимации каждая точка, используемая при интерпретации, имеет одинаковый вес, так как минимум функции цели достигается при выполнении условия равенства наблюдаемого и теоретического значений Δg в каждой точке. Несоблюдение этого условия хотя бы в одной точке не доставляет нам

минимум функции цели. Поскольку положение минимума функции F не зависит от выбора точек, то порядок закрепления точек не оказывает никакого влияния на результат решения задачи.

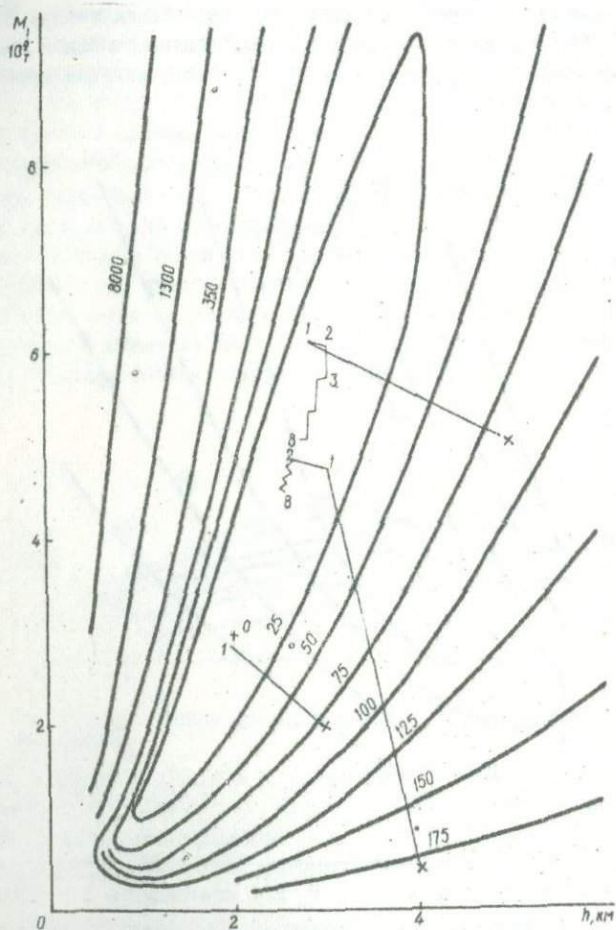


Рис.4. Линии равных значений F для точек 29 при истинных значениях параметров λ_0 и μ_0 .

Несколько иная картина наблюдается в случае подбора одного параметра при фиксированном значении другого (причем значение зафиксированного параметра известно с некоторой ошибкой), а также при наличии ошибок аппроксимации. В этих случаях добиться одновременного удовлетворения усло-

вий равенства наблюдаемого и теоретического значений Δg в каждой точке невозможно. Поэтому положение минимума функции цели будет зависеть от того, каким образом будут зафиксированы точки аномального поля. Причем, чем абсолютное значение ошибки аппроксимации будет больше, тем более тесная связь будет наблюдаться между положением минимума функций цели в пространстве искомых параметров и способом закрепления точек. Следовательно, при наличии ошибок аппроксимации необходимо основное количество точек закреплять в тех областях аномального поля, которые нужно подбирать наилучшим образом.

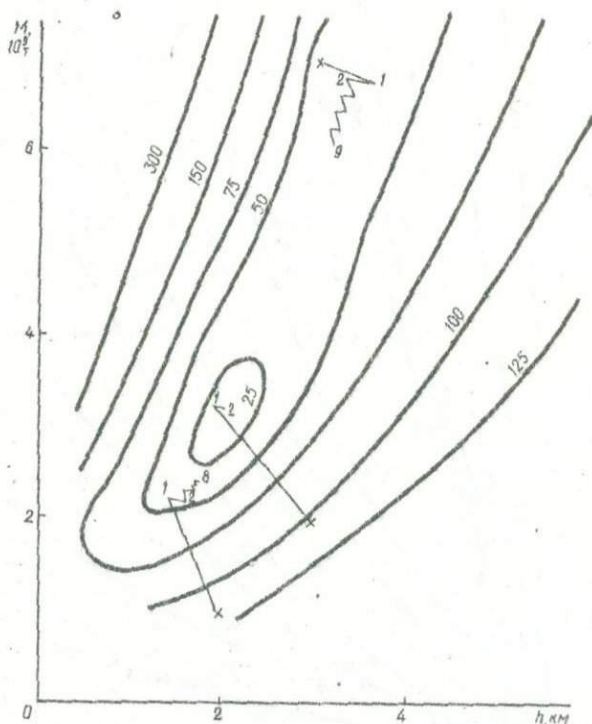


Рис.5. Линии равных значений F для 29 точек при значениях параметров λ_p и λ_D , отличных от истинных.

Очень важным представляется вопрос о скорости сходимости итерационного процесса определения параметров. Согласно [5], скорость сходимости градиентных методов подбора параметров существенно зависит от вида функции цели. Градиентные методы сходятся тем быстрее, чем ближе линии уровня функции F к сферам. Как видно из рис.4,5, линии уровня функции F

сильно вытянуты и имеют характерный "овражный" вид. Для функций такого вида направление антиградиента сильно отличается от направления к точке минимума, следствием чего является очень медленная сходимость метода скорейшего спуска. Максимальное изменение искомым параметров происходит на первых итерациях. Как только мы попадаем на дно "оврага", дальнейшее улучшение искомым параметров становится очень медленным. Число итераций, при которых достигается истинное решение, зависит от выбора начального приближения (начальной точки спуска). Если направление антиградиента, начиная с этой точки, совпадает с направлением на минимум функции цели, то для получения решения необходимо небольшое число итераций. В противном случае количество итераций значительно увеличивается.

Метод скорейшего спуска основывается на нахождении минимального значения функции цели по направлению антиградиента. Поскольку направление антиградиента в любой точке пространства параметров определяется видом минимизируемой функции (характером поведения линий уровня) и не зависит от количества зафиксированных точек, а также способа их выбора, то и скорость сходимости метода скорейшего спуска не будет зависеть от характера задания интерпретируемого поля.

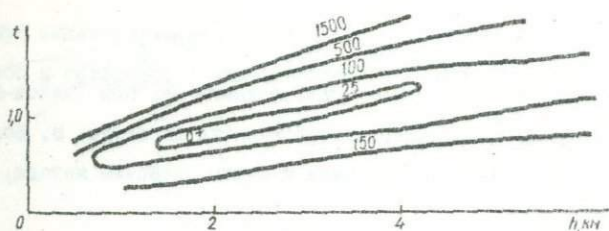


Рис.6. Линии равных значений F , построенные по параметру t .

Как следует из рис.4 и 5, линии уровня исследуемой функции цели сильно вытянуты вдоль оси M . В работе [2] в алгоритме подбора параметров шара используется параметр t , который связан с избыточной массой соотношением $t^3 = 3M/4\pi$. Это позволяет значительно сузить вытянутость линий уровня в направлении оси M , но избавиться от "овражного" вида функции цели использование параметра t не позволяет. На рис.6 представлены линии уровня функции F , построенные по параметру t для того же интервала значений избыточной массы и глубины центра шара, что и линии уровня на рис.4. Использование параметра t позволяет лишь изменять направление вытянутости линий уровня, не ускоряя сходимость итерационного процесса. Некоторые способы ускорения сходимости приведены в работе [4].

При одновременном подборе всех параметров шара изложенные выводы сохраняются. Отметим, что координаты эпицентра шара существенно не влия-

ют на вид функции цели и скорость сходимости. Для получения истинных значений (или близких к истинным) параметров λ_p и μ_p необходимо несколько итераций. В дальнейшем функция цели минимизируется только за счет подбора параметров A и M .

Резюмируя изложенное, можно сделать следующие выводы:

1. Функция цели для алгоритма подбора параметров шаровых тел имеет характерный "овражный" вид. Использование параметра ϵ вместо избыточной массы не изменяет вида функции.

2. Для функций "овражного" вида количество итераций, необходимое для достижения истинного решения, существенно зависит от выбора первоначального приближения.

3. При отсутствии ошибок аппроксимации решение задачи не зависит от выбора точек аномального поля. В случае же их наличия каждому способу закрепления точек поля будет соответствовать свое решение. Различия между решениями будут тем значительнее, чем больше будет ошибка аппроксимации.

4. Скорость сходимости метода скорейшего спуска не зависит от способа закрепления точек интерпретируемого поля и полностью определяется видом функции цели.

Л и т е р а т у р а

1. Булах В.Г. Автоматизированная система интерпретации гравитационных аномалий. К., "Наукова думка", 1973.

2. Булах В.Г., Маркова М.Н. Методическое руководство и сборник программ для решения обратных задач гравиразведки на ЭЦВМ "Минск-22". К., "Наукова думка", 1971.

3. Зидаров Д.П. Известия на геофизический институт, 8. Болг. АН, 1966.

4. Поляк Б.Т. — В кн.: Экономика и математические методы, т.3, № 6. М., "Наука", 1967.

УДК 550.312

В.М.Менделуца

(Институт геофизики АН УССР, Киев)

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ν_s^*

Несмотря на существующее разнообразие методов разведки и их комплексования в разведочной геофизике почти нет способов, с помощью которых можно было бы решить обратную задачу однозначно. Многозначное решение обратной задачи лишено всякого смысла, поскольку в данном случае расхождение данных, полученных по результатам интерпретации и бурения, исчисляются зачастую не в несколько процентов, а в несколько раз, что вынуждает в большинстве случаев отказываться в производственных условиях от количественного истолкования и ограничиться только качественной характеристикой результатов проводимых работ. Чтобы по возможности уменьшить многозначность получаемых параметров возмущающих объектов, а при опреде-

* В порядке обсуждения.

лении координат центра тяжести и массы возмущающего тела получить вполне однозначное решение, предлагается способ измерения горизонтальной составляющей напряженности гравитационного поля V_s , прибор для измерения этой составляющей и методика ее измерения. Методика нахождения координат центра тяжести с использованием V_s и Δg очень проста и описана в работе [3]. Зная глубину центра тяжести, легко можно определить массу.

Известно, что полный вектор ускорения силы тяжести g складывается из суммы составляющих ускорений, в том числе и из вектора горизонтальной составляющей V_s . Последняя отклоняет вектор g в сторону аномального тела (рис.1). Рассмотрим величину отклонения полного вектора g . Измеряемые в практике аномальные поля вертикальной составляющей бывают порядка 10 мгл, площадные размеры аномалий составляют 3-10 км. Соответствующие им значения V_s будет для шара $V_s^{max} = kM \frac{x}{(x^2+y^2)^{3/2}} = 0,408 \sqrt{\Delta g^{max}}$ при $x = \frac{h}{\sqrt{2}}$ и для цилиндра - $V_s^{max} = 0,5 \Delta g^{max}$ при $x = h$.

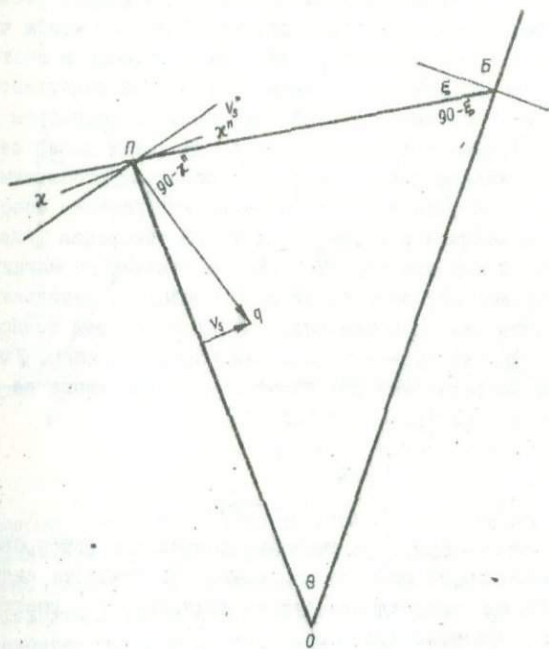


Рис.1.

Отсюда видно, что при интересующих глубинах тел порядка 0,5-2,0 км V_s имеет максимальные значения при таких же расстояниях от точки Δg^{max} и будет иметь величину порядка 5 мгл. Следовательно, отклонение полного

вектора аномальным v_s будет иметь величину $v_s/g = 5 \cdot 10^{-6}$, или 0,1 мгл, v_s будет отклонять g на угол v_s^* около 0,02 сек. Таким образом, определение v_s между двумя точками сводится к нивелированию двух приборов, расположенных на этих точках (базисного и полевого см. рис. 1), с точностью до 0,02 и увязке их между собой с той же точностью. Такая точность обеспечит определение v_s до 0,1 мгл. В настоящее время существует теодолит фирмы "Аскания" системы Гигаса с диаметром вертикального круга 145 мм, который измеряет вертикальные углы с точностью 0,2 сек. С указанной точностью измерения существуют также теодолиты систем Вильда, Керна и др. [2]. Зрительные трубы указанных теодолитов имеют увеличение 65-80. Для возможности измерения углов до сотых долей секунды и нивелировки прибора на эту величину предлагается следующая методика и аппаратура.

Нивелировка прибора. Не прибегая к помощи распространенных цилиндрических уровней, воспользуемся новой конструкцией уровня, мало зависящей от технологии изготовления. Для этого будем считать, что поверхность спокойной жидкости всегда нормальна к полному вектору ускорения силы тяжести g . Если заключить жидкость в несмачивающийся сосуд, чтобы мениск был выпуклый, и диаметр сосуда взять настолько большим, чтобы часть "рабочей" поверхности была совершенно ровной, то в спокойном состоянии часть этой ровной поверхности можно считать уровнем поверхности от геоида. Вектор g будет нормалью к этой поверхности. Попробуем нивелировать прибор по этой поверхности с точностью до сотых долей секунды. Для этого в качестве жидкости выберем ртуть, обладающую большим коэффициентом отражения на контакте с воздухом, а затем применим способ нивелировки прибора по поверхности ртути, аналогично измерению угла поворота магнитной системы в магнитометре М-2 [8]. В отличие от магнитометра в нашем случае подвижной системой будет луч, прибор, а неподвижной - зеркальная поверхность жидкости (см. рис. 2, а). Для большей точности применим систему многократных отражений луча жидкость - прибор. Учитывая, что каждый повторно направленный луч будет иметь отклонение на $2i$ большее предыдущего тогда, согласно рис. 2, б, запишем

$$l = r_0 \operatorname{tg} 2i + 2r_1 \operatorname{tg} 2i + 2r_2 \operatorname{tg} 2i + \dots + 2r_n \operatorname{tg} 2i = \\ = (r_0 + 2r_1 + 2r_2 + \dots + 2r_n) \operatorname{tg} 2i$$

$$\text{при } r_0 = r_1 = r_2 = \dots = r_n = r, \quad l = r(1 + 2n) \operatorname{tg} 2i,$$

где i - угол поворота прибора; l - смещение подвижного фиксированного штриха от неподвижного после всех n отражений при повороте системы на угол i ; n - число зеркал, отражающих луч на жидкость; r - расстояние между зеркалом и поверхностью жидкости.

При $i = 0''$, 01 $n = 10$ и $r = 1$ м l будет равно 0,002 мм. Если применить окуляр с увеличением 100, то величина l будет рассматриваться как 0,2 мм, которое вполне может быть зафиксировано даже визуально.

Зрительная труба. Для нивелировки двух приборов между собой на расстоянии около 1 км с точностью до сотых долей секунды необходимо брать

отсчет на этом расстоянии с точностью до 0,1 мм. Согласно рис.3, увеличение трубы должно быть

$$N = \frac{tg \alpha}{tg \beta} = \frac{0,1 \cdot 10^6}{10^3 \cdot 0,1} = 1000.$$

Такое увеличение может быть получено (при учете, что фокусное расстояние окуляра не может быть меньше 5 мм) при фокусном расстоянии объектива

$$f_{об} = f_{ок} N = 5 \cdot 1000 = 5 \text{ м.}$$

Описываемая труба вполне может быть изготовлена и применяться в полевых условиях.

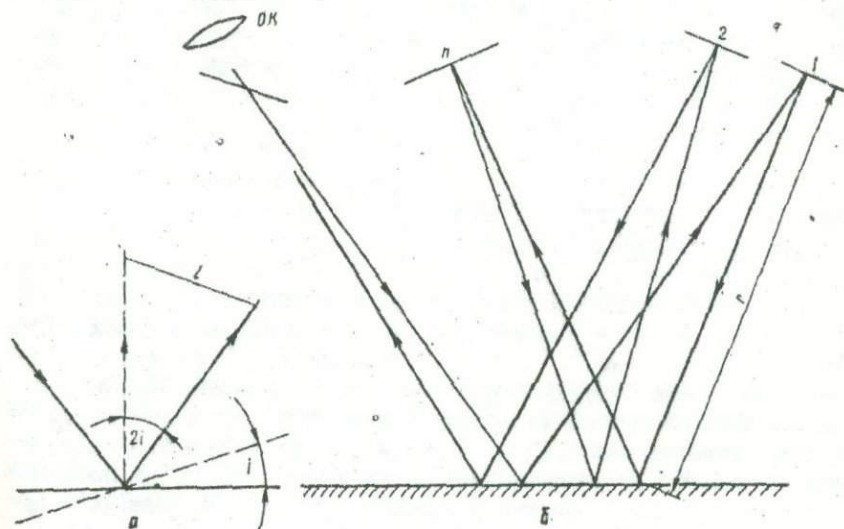


Рис.2.

Измерительный круг. В связи с тем, что точность измерения на приборе увеличивается на один порядок по сравнению с существующей точностью, необходимо увеличить точность отсчета также на один порядок. Этого можно достигнуть увеличением диаметра измерительного круга. Поскольку длина круга меняется прямо пропорционально изменению его радиуса то, чтобы увеличить точность отсчета по кругу на один порядок, необходимо диаметр круга также увеличить на один порядок. Например, если прибором с диаметром вертикального круга равным 145 мм получают точность 0,2, то соответственно, чтобы получить точность на порядок выше необходимо применить круг с диаметром 145 см.

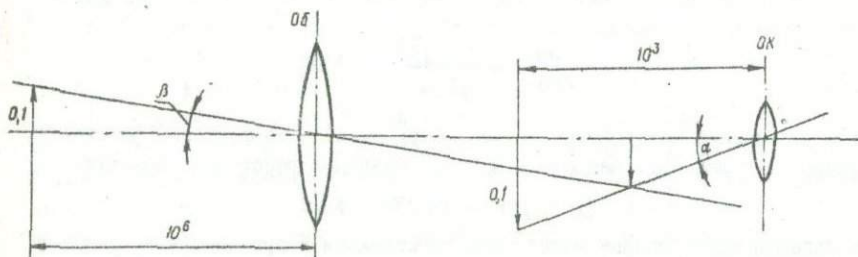


Рис.3.

Цена деления прибора. Цена деления прибора будет зависеть от величины полного вектора g . Так, на экваторе при $g = 978030$ мгл 1 мгл v_s будет отклонять отвес на угол 0,2130 сек и на полюсе при $g = 983215,5$ мгл на - 0,2119 сек, т.е. разница Δg в 5185,5 мгл дает изменение цены деления (угла отклонения) на 0,0011 сек. При измерении углов с точностью 0,02 (или с точностью v_s до 0,1 мгл) можно принять цену деления постоянной и равной для всех широт 0,2125 сек на 1 мгл, соответственно проградуировав шкалу вертикального круга через 0,02125 сек. При этом каждому делению шкалы 0,02125 будет соответствовать изменение v_s на 0,1 мгл.

Методика измерений. Методика измерения v_s заключается в определении отклонения отвеса от его "нормального" значения. За нормальное значение условно принимается значение в точке, в которой Δg имеет максимальное значение. Для этого наблюдения необходимо производить на двух приборах: один - в точке Δg^{max} , $v_s = 0$ - базисный и другой в точке, в которой необходимо определить $v_s \neq 0$ - полевой. Нивелируем оба прибора. Базисным прибором наводим на полевой и берем отсчет превышения полевого прибора, затем передаем ему данные измеренного угла. На полевом приборе устанавливаем этот результат и наводим трубу этого прибора на базисный. По полученной разности отсчетов определяем v_s (мгл) следующим образом. Для этого рассмотрим рис.1, откуда

$$v_s^* = x - x^n; \quad (I)$$

x^n определяем из треугольника ОЕП, подставляя значение x^n в (I), получаем

$$v_s^* = x + \xi - \theta = x + \xi + \theta_1 t_1 = x + \xi + \theta_1 t \cos \xi,$$

где t - расстояние ЕП, м; θ - количество секунд в 1 м (определяется по табл. I).

Определение t . Для получения θ с точностью до сотых долей секунды необходимо измерять с точностью до 0,03%. При спокойном рельефе такую точность можно получить с помощью мерной геодезической ленты, а при ослоненном или с помощью промера - инварными проволоками или же по даль-

Т а б л и ц а 1

Значения I м дуги эллипсоида (в долях секунды)

Средний радиус кривизны, км	q_1	Средний радиус кривизны, км	q_1
6 356,863	0,03245	6 379,0	0,03234
6 357,0	3245	6 381	3232
6 359	3244	6 383	3231
6 361	3243	6 385	3230
6 363	3242	6 387	3229
6 365	3241	6 389	3228
6 367	3240	6 391	3227
6 369	3239	6 393	3226
6 371	3238	6 395	3225
6 373	3237	6 397	3224
6 375	3236	6 399	3223
6 377	3235	6 399,698	3223

номеру при условии, что угол будет определяться с точностью до 0,05 сек, т.е. при расстоянии l , равном 1 км, рейку длиной в 1 м необходимо измерять с точностью до 0,3 мм, что видно из следующего

$$\sin 3'26'',265 = 0,00100 = \frac{1}{1000},$$

$$\sin 3'26'',203 = 0,00099970 = \frac{1}{1000,3},$$

$$d_1 - d_2 = 0'',062.$$

Угол ξ , необходимый для получения горизонтального проложения, необходимо подставлять с точностью от 1° для ξ близком к нулю и до $0^\circ, 3' - 0^\circ 10'$ при ξ , соответственно равном $15 - 5^\circ$:

Определение ρ . На рис.1 средний радиус кривизны земли (величина ОБ) определяется по табл.2 для определенной географической широты. Прибавив к нему значение высоты, снятое с топографической карты с точностью до 1 км, получим ОБ. Значение среднего радиуса кривизны Земли определялось по формуле [1]

$$R_{cp} = \frac{a\sqrt{1-e^2}}{1-e^2\sin^2\delta}$$

где δ - географическая широта; a - большая ось эллипсоида; e - эксцентриситет эллипсоида.

Т а б л и ц а 2

Значения среднего радиуса кривизны земли для широт

Широта, град	ОБ = R_{cp} , м	Широта, град	ОБ = R_{cp} , м
0	6 356 863	50	6 381 930
10	6 358 146	60	6 388 514
20	6 361 844	70	6 394 658
30	6 367 518	80	6 398 398
40	6 374 492	90	6 399 698

Л и т е р а т у р а

1. Закастов П.С. Курс высшей геодезии. М., Геодезиздат, 1953.
2. Иордан В., Эггерт О., Кнейссль М. Руководство по высшей геодезии, ч. I. М., ГИТИ, 1963.
3. Коновков В.Ф. Определение глубины залегания центра тяжести аномальных масс по данным гравиразведки. - В кн.: Новости нефтяной и газовой техники, № 2. М., Разгезиздат, 1961.
4. Сорокин Л.В. Гравиметрия и гравиметрическая разведка. М., Госгостехиздат, 1953.
5. Хренов Л.С. Семизначные таблицы тригонометрических функций. М.-Л., ГИТА, 1951.
6. Яновский В.М. Земной магнетизм. Л., 1964.

УДК 621.396

В.Т.Глушко, В.П.Низкошапка, С.И.Скипочка, В.Т.Сай
(Институт геотехнической механики АН УССР, Днепропетровск)

АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРОБОВАНИЯ НА МАГНИТНОЕ ЖЕЛЕЗО В НЕОКИСЛЕННЫХ РАЗНОВИДНОСТЯХ ЖЕЛЕЗИСТЫХ КВАРЦИТОВ КРИВБАССА В ЕСТЕСТВЕННОМ ЗАЛЕГАНИИ

Отбор проб магнетитовых кварцитов является наиболее трудоемкой и весьма важной стадией опробования, от которой в значительной степени зависят конечные результаты добычи.

Существующие способы отбора проб: точечно-линейный, бороздочный, шпуровой, площадные и нормативы их отбора при разработке больших объемов магнетитовых кварцитов трудоемки и малоэффективны.

Заданный объем добычи (1500-2000 тыс.т) требует разработки новых методов опробования, позволяющих делать экспресс-анализ непосредственно в шахте как по стенке горной выработки, так и в скважине с меньшими затратами труда и времени.

На месторождениях Кривбасса работы по разработке и внедрению методов количественного определения содержания железа в скважинах и по стенке горной выработки проводились радиометрическим методом.

Проведенные исследования дали положительные результаты при определении процента общего железа. Попытка проводить той же аппаратурой опробования на содержание магнитного железа, по мнению геологов, не дала положительных результатов.

Полевой прибор ИМВ-2 для измерения магнитной восприимчивости мог быть полезен при опробовании на магнитное железо, поскольку он небольшой по размеру и весу, обладает хорошей чувствительностью. Однако установлено, что этот прибор обладает значительной нестабильностью показаний и, кроме того, отсутствием повторяемости измеряемой величины при переходе с одной шкалы на другую. Эти недостатки приводят к большим погрешностям, превышающим допустимые к аппаратуре по опробованию нормы.

Разработанный в Институте геотехнической механики АН УССР прибор ШИЭМС для определения электрических и магнитных параметров горного мас-

сива (ϵ, β, μ) позволяет также производить количественную оценку содержания магнитного железа в неокисленных разновидностях железистых кварцитов. В отличие от ИМВ-2, в приборе ШИЭМС предусмотрена стабилизация напряжения питания устройства и кварцевая стабилизация синусоидального сигнала, высокая чувствительность датчиковой аппаратуры.

Устройство и работа прибора заключается в следующем. Синусоидальные колебания кварцевого генератора, после усиления двухполупериодным усилителем мощности, через согласующие и коммутирующие устройства поступают на высокочувствительный резонансный мост, состоящий из шести колебательных контуров и соответствующих смежных активных сопротивлений. Для измерения каждого из указанных параметров служит одна пара контуров, настроенных в зависимости от назначения на определенную частоту. При определении процентного содержания магнитного железа частота одного контура ниже, а частота другого выше частоты колебаний кварцевого генератора. Индуктивности колебательных контуров представляет собой датчик, вынесенный за пределы корпуса прибора. На катушках датчика на пенопластовых каркасах намотан провод. Для устранения магнитной связи катушки расположены на расстоянии 7 см друг от друга. Для исключения влияния вносимой извне емкости рабочая поверхность датчика экранирована электростатическим экраном. Для устранения влияния неровностей исследуемой поверхности датчик снабжен ограничивающими штырьками длиной 5 см.

Физические процессы, происходящие в устройстве, следующие. При равенстве добротностей контуров и соответствующем подборе смежных активных сопротивлений разность потенциалов в средних точках моста, в статическом режиме, равна нулю. При измерениях, проводимых датчиком у образца или стенки горной выработки, характеристики контуров изменяются. Наличие в массиве магнитного железа изменяет собственную частоту контуров, а значит, и напряжения на них (Δu_x), а наличие проводимости, отличной от нуля, уменьшает добротность контуров и соответственно напряжений (Δu_β). Суммарное изменение напряжения на контуре, настроенном на уровень $+0,7$ от частоты генератора (с учетом, что $\chi > 0$),

$$\Delta u_\epsilon(+0,7) = \Delta u_x - \Delta u_\beta,$$

а изменение напряжения на контуре, настроенном на уровень $-0,7$ от резонанса,

$$\Delta u_\epsilon(-0,7) = \Delta u_x + \Delta u_\beta.$$

Поскольку изменение напряжения в средних точках моста суммируется алгебраически, то разбаланс моста будет зависеть только от приращения напряжения на контурах за счет наличия в массиве магнитного железа.

Напряжение разбаланса после детектирования балансным детектором измеряется транзисторным милливольтметром, измерительный прибор которого можно непосредственно отградуировать в процентах магнитного железа. Чувствительность устройства подобного типа зависит от величины напряжения, поступающего на мост, добротности контуров, а также чувствительности и

входного сопротивления измерительного устройства. С учетом этого чувствительность разработанного прибора составляет $100 \cdot 10^{-6}$ ед. *сусм* на всю шкалу самого чувствительного диапазона. При глубине проникновения магнитного поля в массив на 10–15 см прибор ШИЭМС позволяет измерять процентное содержание магнитного железа как в изотропной, так и в слоистой среде, причем вдоль и вкрест напластования.

Для проверки работоспособности прибора ШИЭМС в лабораторных условиях были изготовлены эталоны, представляющие собой гипсовые кубы с содержанием магнетита от 1 до 60%. При проверке показания прибора соответствовали изменению процентного содержания магнетита при переходе от одного образца к другому. Погрешность измерений на эталонах составляла 0,1%. Однако проградуировать прибор на эталонах такого типа оказалось невозможно, поскольку объем эталона меньше объема магнитного поля датчика, а эталоны больших размеров не подлежат измерению на стационарных магнетометрах, что необходимо для контроля получаемых результатов. В связи с этим возникла необходимость производить градуировку в шахтных условиях по стенке горной выработки с последующим отбором и лабораторным анализом проб, взятых из точек измерения.

На протяжении 1971–1972 гг. в Кривбассе прибором ШИЭМС проводились измерения с целью оценки точности определения содержания магнитного железа в магнетитовых кварцитах. На шахте им.Орджоникидзе р/у им.В.И.Ленина были выбраны четыре участка на 477-м горизонте, а на шахте "Объединенная" Парвомайского р/у – два участка на 640-м горизонте. Необходимо, чтобы среди исследуемых участков были зоны с резко отличным количественным составом магнетита.

Минералогический состав горизонта $A_2^{6\text{жс}}$ (шахта им.Орджоникидзе) представлен мартитовыми кварцитами среднеслоистой плоскопараллельной текстуры. В породе переслаиваются рудные прослои синего или серо-стального цвета мощностью от долей мм до 4 мм и безрудных кварцевых прослоев белого цвета мощностью от 1 до 3 мм. Магнетит сохранился в рудных прослоях только в виде редких остатков (реликтов). Пористость породы до 16%. Крепость 14–18 баллов по шкале профессора Протодяконова.

Выбранные участки на шахте "Объединенная" в геологическом отношении представлены тремя сериями различного минералогического состава: порода – руда, руда – сланцы, сланцы – роговики.

Железная руда гематито-магнетитового состава. Содержание общего железа 55%, магнитного железа 43,4%. Руда плотная, крепость 12 баллов, объемный вес $4,4 \text{ см}^3$. Руда тектонически соприкасается с кварцево-хлорито-биотитовыми сланцами. Сланцы сильно сматы, рассланцованы и трещиноваты. Содержание общего железа 23%, магнитного 8,1%.

Хлорито-биотитовые сланцы тектонически контактируют с амфиболо-гематито-магнетитовыми роговиками. Роговики плотные и представляют собой чередование кварцевых и амфиболо-железистых полос мощностью 2–3 мм. Содержание общего железа 35,2%, магнитного 26,3%.

Для градуировки прибора ШИЭМС образцы горных пород, отобранные в точках измерения, подвергались двойному анализу: в лаборатории р/у им.Ленина, где процентное содержание магнитного железа определялось методом отбора магнитной фракции с помощью магнита Сочнева, в соответствии с ГОСТ, и в лаборатории р/у Первомайское, где количество магнитного железа измерялось на стационарном магнитометре "Магнетит-1". Поскольку результаты двух анализов существенно отличались, за действительное значение принимались величины содержания железа в тех точках, данные анализов в которых отличались не более чем на 0,5%. По данным приблизительно ста опробований был построен градуировочный график (рис.1), градуировочная кривая которого имеет вид, характерный для зависимости магнитной восприимчивости вещества от процентного содержания магнетита.

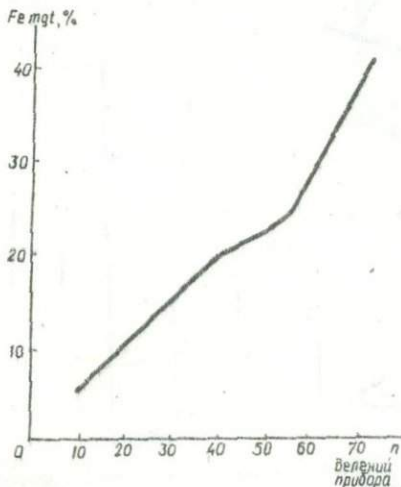


Рис.1. Градуировочный график прибора ШИЭМС.

Точность измерений прибором ШИЭМС проверялась серией контрольных замеров, проводимых в горных выработках шахты Орджоникидзе, р/у им.Ленина. Образцы, отобранные в точках измерений, подвергались двойному анализу. Результаты первой серии контрольных испытаний, проведенных на горизонте 447 м, в штреке в осях 38-53 по висячему боку (замеры делались через 1 м) от маркшейдерской точки в 20 м, представлены диаграммами на рис.2. Средняя погрешность измерений прибором ШИЭМС (рис.2) составляет 1,662% (за истинное значение принимались данные анализа р/у им.Ленина), а средняя погрешность между результатами двух лабораторных анализов - 2,68%. Некоторые существенные расхождения результатов связаны со значительней анизотропностью измеряемой среды и несоответствием относительно большого объема, измеряемого прибором ШИЭМС, малому объему изъятый из массива пробы.

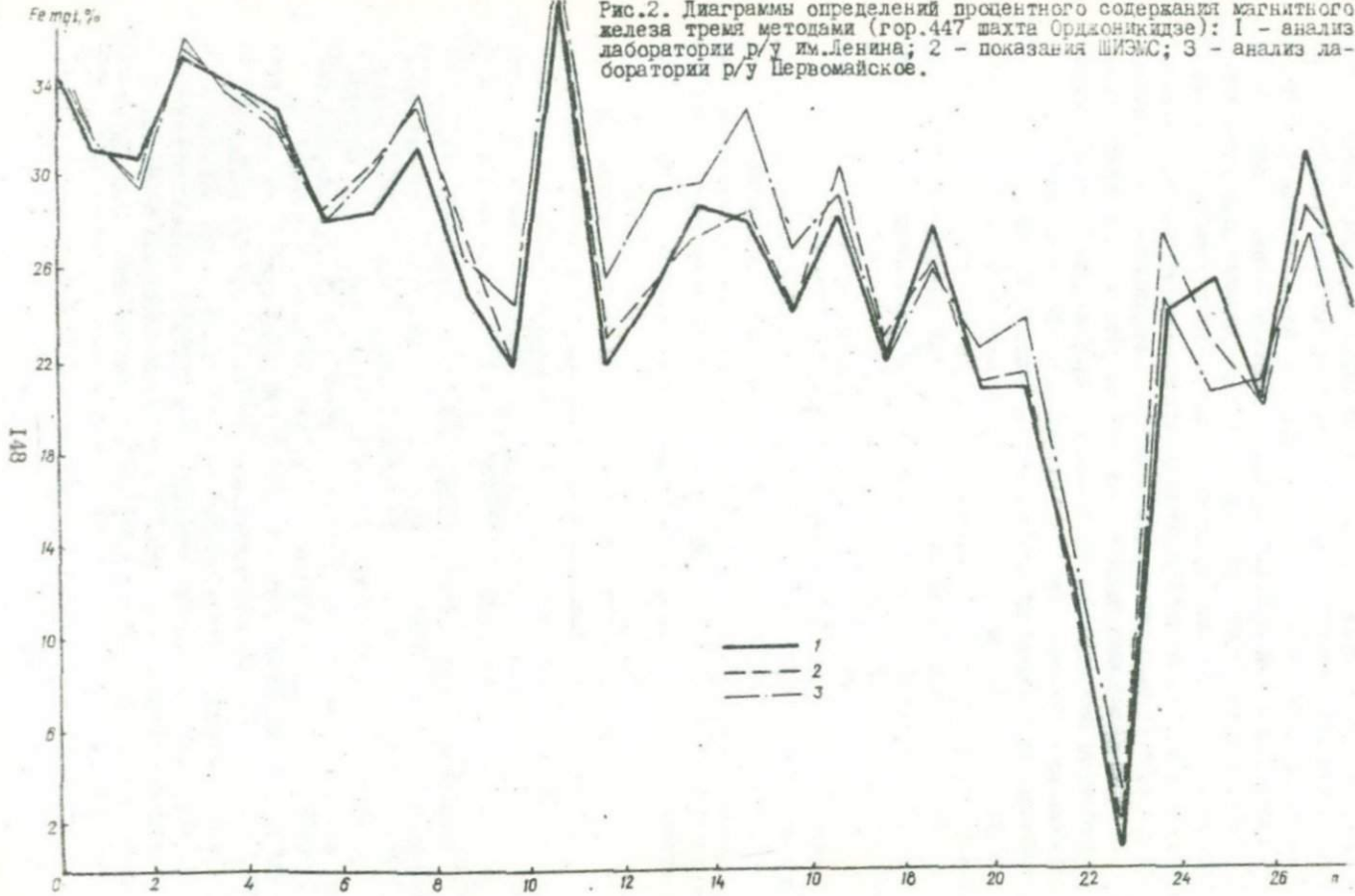


Рис.2. Диаграммы определений процентного содержания магнитного железа тремя методами (гор.447 шахта Орджоникидзе): 1 - анализ лаборатории р/у им.Ленина; 2 - показания ШИЭС; 3 - анализ лаборатории р/у Первомайское.

Для проверки подобного предположения применялся поинтервальный метод опробования. Сущность метода заключалась в том, что измерения проводились на интервале 5 м через каждый метр, а пробы отбирались на этом же интервале из доступных точек (рис.3). Погрешность поинтервального опробования составляла: для прибора ШИЭМС 0,479%, для двух методов анализа I, 279%.

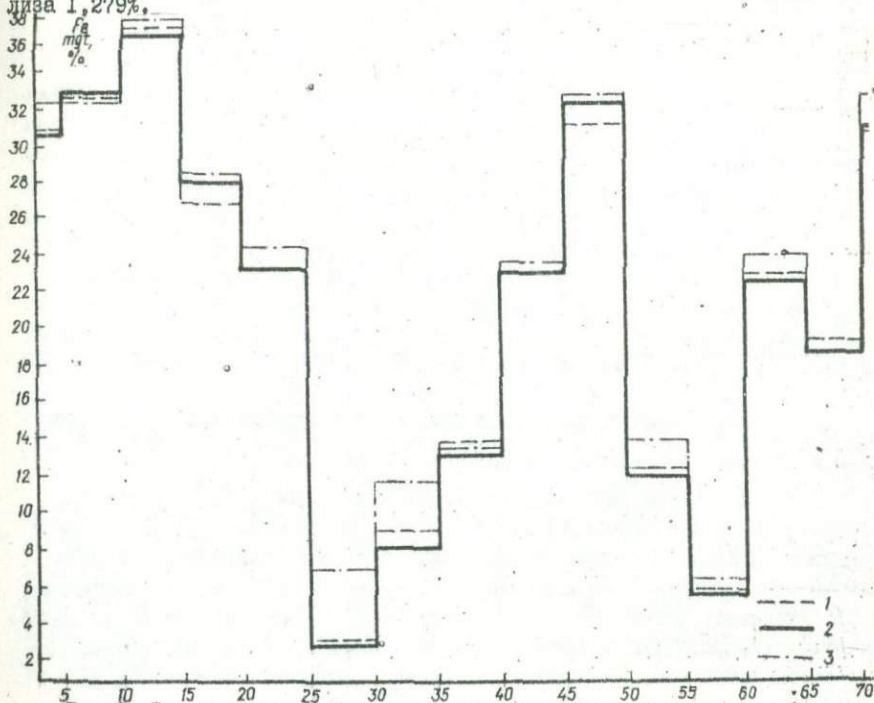


Рис.3. Результаты опробования вдоль стенки горной выработки (гор. 444 м, шахта Орджоникидзе): 1 - анализ лаборатории р/у им.Ленина; 2 - показания прибора ШИЭМС; 3 - анализ лаборатории р/у Первомайское.

Заключительным этапом проверки явились испытания на бутах, объем которых превышает объем поля датчика. После измерения прибором ШИЭМС буть разбивали, разламывали и взятые пробы подвергали двойному анализу по одному и тому же методу в лаборатории р/у им.Ленина. Диаграммы погрешностей измерений процентного содержания магнитного железа на бутах представлены на рис.4. Если принять за истинное значение средний результат двух анализов, то средняя погрешность прибора ШИЭМС составляет 1,324%, а средняя погрешность метода отбора магнитной фракции магнитом Соичева - 2,107%.

Таким образом, результаты, полученные с помощью прибора ШИЭМС на бутах в анизотропных средах, почти в 2 раза превышает по точности результаты лабораторного анализа, проведенного по методике, которую принято считать самой точной.

Следует заметить, что прибор ШИЭМС позволяет измерять процентное содержание магнитного железа с указанной точностью при условии, что неровность измеряемой поверхности (выступы и впадины) не превышает ± 5 мм.

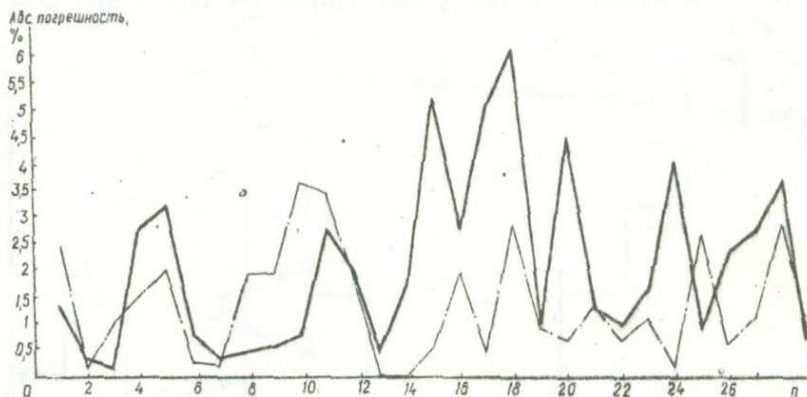


Рис.4. Диаграмма погрешностей измерений процентного содержания магнитного железа на бутах: 1 — погрешность прибора ШИЭМС; 2 — погрешность двух измерений одним методом лабораторного анализа.

Требования, предъявляемые к геофизическим лабораторным приборам, значительно выше по точности измерения, чем требования, предъявляемые к подобным приборам для полевых измерений. Например, погрешность измерения распространенного стационарного магнитометра "Магнетит-1" составляет 1,5%. Учитывая, что погрешность прибора ШИЭМС во многом зависит от достоверности тарировочных данных, то и в этом случае средняя абсолютная погрешность почти в 2 раза ниже стационарных магнитометров и составляет 0,95%.

Анализ проведенных на шахтах Кривбасса работ с прибором ШИЭМС позволяет сделать положительные выводы о пригодности данной аппаратуры для опробования на магнитное железо магнетитовых кварцитов в горных массивах по стенке горной выработки.

Прибор ШИЭМС имеет многоцелевое назначение. Определение электрических и магнитных параметров, свойств пород и руд горных массивов открывает большие перспективы управления горным давлением, обеспечения устойчивости горных выработок, успешной геофизической разведки и эффективному проведению горно-геологических работ.

На основании полученных результатов опробования прибор ШИЭМС в декабре месяце 1972 г. внедрен на шахте Орджоникидзе.

Г.А.Соболев, В.М.Демин, Н.И.Мигунов,
Н.И.Филиппов, Б.А.Зайков, Л.И.Мусский
(Институт физики Земли АН СССР, Москва)

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ СЕТИ СКВАЖИН ДЛЯ ПОИСКОВ ПЕГМАТИТОВЫХ ТЕЛ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МЕТОДА РАЗВЕДКИ

Месторождения горного хрусталя на Волныи связаны с гранитными пегматитами камерного типа [1, 5]. По площади рудного поля и качеству сырья они относятся к одним из важнейших объектов в горнорудной промышленности. Однако необходимость разведки пегматитов на глубине в несколько десятков метров повышает требования к эффективности и экономичности геологических работ, что на стадии поисков должно сводится к минимальным затратам при уверенном обнаружении пегматитовых тел.

Детальное исследование района пегматитовых тел и предварительное определение их перспективности проводится только на основании геологических данных о количестве и пространственном распределении рудных тел. При существующей методике поисков пегматитовых тел площадь разбуривается по сети 50x80 м, которая без дополнительных геофизических исследований межскважинного пространства не всегда дает полное представление о локализации пегматитов.

На основе теоретического анализа, лабораторных экспериментов и полевых наблюдений устанавливалась оптимальная сеть поисковых буровых скважин с использованием пьезоэлектрического метода разведки. Этот метод основан на использовании свойств кварцевых тел электризоваться под действием механических напряжений: сжатия, растяжения, сдвига [2]. Опыт показывает, что в простейших случаях явление пьезоэффекта может быть описано соотношением

$$P = e \epsilon, \quad (1)$$

где P , e , ϵ — соответственно величина интенсивности электрической поляризации, пьезоэлектрической константы и упругой деформации.

Если расстояние r от кварцевого тела до пункта наблюдения существенно превышает размеры искомого тела, то можно считать, что пьезоэлектрическое поле изометричного кварцевого тела приближенно совпадает с квазистационарным полем электрического диполя [4]

$$E = M \frac{\omega f(\theta)}{(k^2) c^2} \cdot \frac{1}{r^3}, \quad (2)$$

где E — амплитудное значение модуля напряженности электрического поля; k , ω , c — соответственно волновое число, частота колебаний и скорость света; $f(\theta)$ — функция, учитывающая зависимость полезного сигнала от величины угла θ между направлением на источник и ориентацией диполя в пространстве; M — дипольный момент данного тела, величина которого в первом приближении пропорциональна P .

В соответствии с законом пьезоэффекта (1) величина M в формуле (2) должна быть пропорциональна упругой деформации ϵ в пьезоактивной горной породе. Весьма часто взрыв рассматривается как точечный источник расширения. При достаточном удалении от пункта взрыва ($R^2 \gg \lambda$; λ - расстояние от пункта взрыва до кварцевого тела) максимальную деформацию в горной породе можно вычислить по формуле (5):

$$\epsilon \approx \frac{F''(t - \frac{R}{v_p})}{4\pi v_p^2} \cdot \frac{1}{R}, \quad (3)$$

где v_p - скорость распространения продольных волн; $F(t - \frac{R}{v_p})$ - интенсивность точечного источника расширения.

Из сопоставления формул (1) - (3) следует, что между величинами r и R существует функциональная зависимость

$$R \sim \frac{r}{r^3}. \quad (4)$$

Очевидно, для выбора оптимальной сети наблюдений необходимо найти конкретную формулу соотношения (4), учитывая при этом, что это соотношение получено из анализа простейшей теоретической модели и поэтому на практике возможны существенные отклонения от указанной зависимости.

Важно отметить, что при выводе формулы (4) было сделано предположение о возможности дипольного приближения для электрического поля пьезоактивной горной породы. Справедливость этого предположения подтверждается результатами лабораторных исследований по дипольной локации кварцевых тел. В этих экспериментах искомым объектом моделировался природным кристаллом кварца с месторождений Волыни, вытянутым вдоль оптической оси. При возбуждении кристалла датчиком упругих колебаний (сагнетовая соль) образуется пьезоэлектрическое поле, эквипотенциальные линии которого в плоскости, нормальной к оптической оси, представлены на рис.1, из которого видно, что структура пьезоэлектрического поля отличается направленностью, характерной для источников дипольного типа.

В первом приближении протяженный источник можно рассматривать как линейный диполь, для которого компоненты напряженности электрического поля определяются формулами [4]

$$E_r = M \frac{\cos \varphi}{r^2}, \quad E_\varphi = M \frac{\sin \varphi}{r^2}. \quad (5)$$

E_r и E_φ - радиальная и азимутальная компоненты напряженности пьезоэлектрического поля; r и φ - полярные координаты точки наблюдения в плоскости, нормальной к оптической оси кристалла. Очевидно, геометрическое место точек, лежащих на оптической оси, можно выделить с помощью следующего соотношения [6]:

$$\frac{E_i}{E_k} = \frac{r_k^2}{r_i^2}, \quad (6)$$

E_i и E_k - модули напряженности пьезоэлектрического поля в i - и k -й точках наблюдения. Для расчетов по формуле (6) удобно пользоваться системой

координат, выбранной так, что ось Y проходит через точки наблюдения, а X — посередине между ними. В этой системе координат формула (6) записывается

$$x^2 + \left(y - \frac{r_{ik}}{2} \cdot \frac{\epsilon_i + \epsilon_k}{\epsilon_i - \epsilon_k} \right)^2 = \left(\frac{r_{ik}}{2} \cdot \frac{\sqrt{\epsilon_i - \epsilon_k}}{\epsilon_i - \epsilon_k} \right)^2; \quad (7)$$

r_{ik} — расстояние между точками наблюдения. Из формулы (7) следует, что решение задачи поиска сводится к определению точек пересечения окружностей (7), построенных для всех пар точек наблюдения.

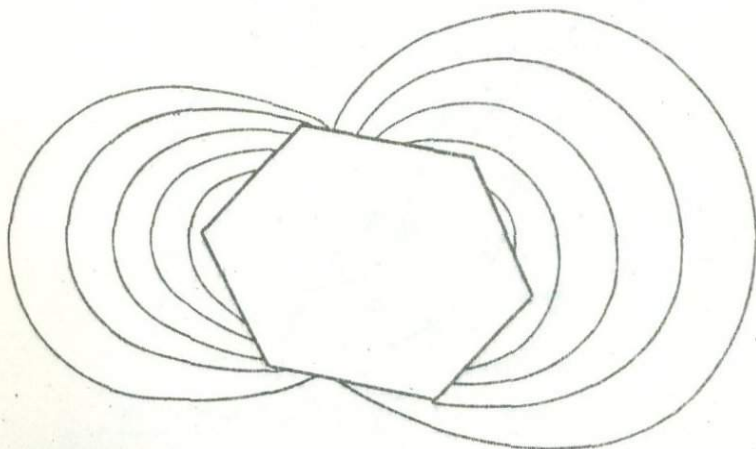


Рис.1. Пьезоэлектрическое поле природного кристалла кварца в плоскости, нормальной к оптической оси.

По измерениям пьезоэлектрического поля в четырех произвольных точках было определено местоположение кристалла с помощью формулы (7). Оказалось, что все точки, соответствующие действительным решениям обратной задачи, попадают в тело кристалла (рис.2). Таким образом, эксперимент подтверждает возможность использования дипольной модели для приближенного описания пьезоэлектрического поля и предположения, сделанные при выводе соотношения (4), могут быть приняты.

Полевые эксперименты, выполненные геофизической партией рудника "Волинский" совместно с сотрудниками Института физики Земли АН СССР, заключались в регистрации пьезоэлектрического поля пегматитовых тел при различных расстояниях пунктов приема и взрыва от исследуемого тела. Необходимым условием было использование одинакового веса заряда тротила, равного 4 кг, и установление приемной аппаратуры строго определенной чувствительности. Пункты взрыва располагались на одной глубине в одной скважине, а в соседних скважинах применялись приемные электроды с раз-

носом 10–15 м; величина полезного сигнала измерялась на каналах, электроды которых располагались на одной глубине с пунктом взрыва. Неизбежный недостаток метода заключался в регистрации лишь одной компоненты напряженности пьезоэлектрического поля, которая, однако, в соответствии с изложенной методикой измерений была наибольшей по величине. Кроме того, при близком расположении пегматита к приемным электродам из-за значительного разнеса последних регистрируется потенциал пьезоэлектрического поля, близкого к телу электрода.

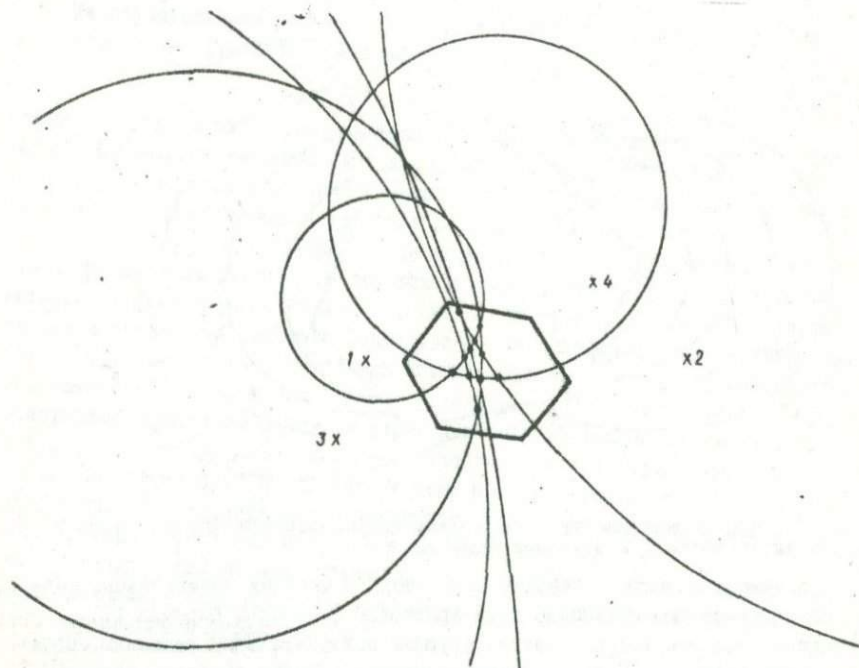


Рис.2. Определение местоположения кристалла кварца по измерениям пьезоэлектрического поля в точках 1–4.

На рис.3 нанесены точки, указывающие на отсутствие или наличие пьезоэлектрического сигнала при соответствующих расстояниях тела от пунктов приема и взрыва. Корреляционный анализ результатов полевых наблюдений дает возможность найти эмпирическую формулу искомой функциональной зависимости. Приведены значения коэффициентов корреляции, позволяющие оценить степень корреляционной связи между сейсмическим полем взрыва, убывающим с расстоянием λ^{-1} , и пьезоэлектрическим полем пегматитов с тремя различными законами ослабления r^{-1} , r^{-2} и r^{-3} . Расчет проводился для двух вариантов: по граничным точкам зоны возможной регистрации (вариант 1) и зоны уверенной регистрации (вариант 2) пьезоэлектрического сигнала.

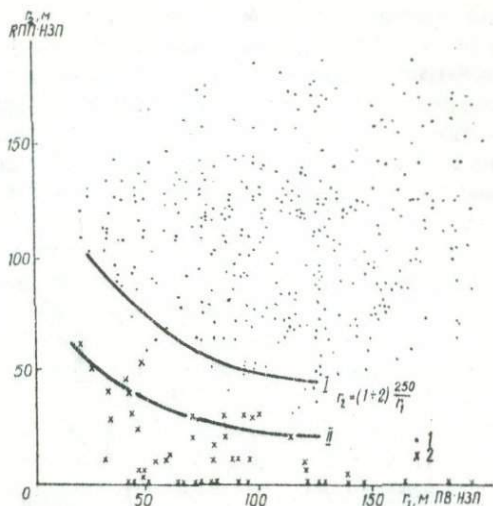


Рис.3. Зоны отсутствия и уверенной регистрации пьезоэлектрического эффекта при различных расстояниях от пунктов наблюдения r и взрыва R до тела: 1 - точки, в которых регистрируется сигнал; 2 - сигнал отсутствует.

Значения коэффициентов корреляции

Вид зависимости	Вариант 1	Вариант 2
$R \sim \frac{1}{r^{-2}}$	0,24	0,74
$R \sim \frac{1}{r^{-3}}$	0,78	0,67
$R \sim \frac{1}{r^{-3}}$	0,68	0,61

Результаты расчета позволяют заключить, что для варианта 1 пьезоэлектрическое поле убывает с расстоянием r^{-2} , поскольку соответствующий коэффициент корреляции наибольший по величине. Для варианта 2 наибольшая корреляционная связь получается при ослаблении электрического поля r^{-1} , что можно объяснить эффектами ближней зоны искомым пьезоэлектрических источников и аномально большими величинами полезных сигналов от тел с кварцевыми ядрами. Следует отметить, что для теоретического убывания поля с расстоянием r^{-3} коэффициенты корреляции достаточно велики, но не самые большие по значению. По-видимому, сказываются нарушения условий дипольного приближения вблизи кварцевого тела, отличие формы искомым объектов от изометричной, погрешности измерения полезного сигнала, наличие в регистрируемом сигнале пьезоэлектрических эффектов от нескольких тел, сложные геоэлектрические и сейсмогеологические условия и др. По таким причинам теоретическое убывание поля с расстоянием r^{-3} может быть ослаблено до r^{-2} . Для этого условия были определены коэффициенты регрессии и эмпирические формулы

$$\begin{aligned} \lambda \cdot r^2 &= 62500 \text{ (вариант 1)} \\ \lambda \cdot r^2 &= 12500 \text{ (вариант 2);} \end{aligned} \quad (8)$$

r и λ выражены в метрах. Графики зависимостей (8) представлены на рис.3, где кривые I,II (соответственно варианты 1 и 2) ограничивают области возможной и уверенной регистрации пьезоэлектрического поля. Область, заключенная между кривыми I,II, по-видимому, закономерна в результате большого разнообразия пегматитов вмещающих пород и неидентичности взрывов.

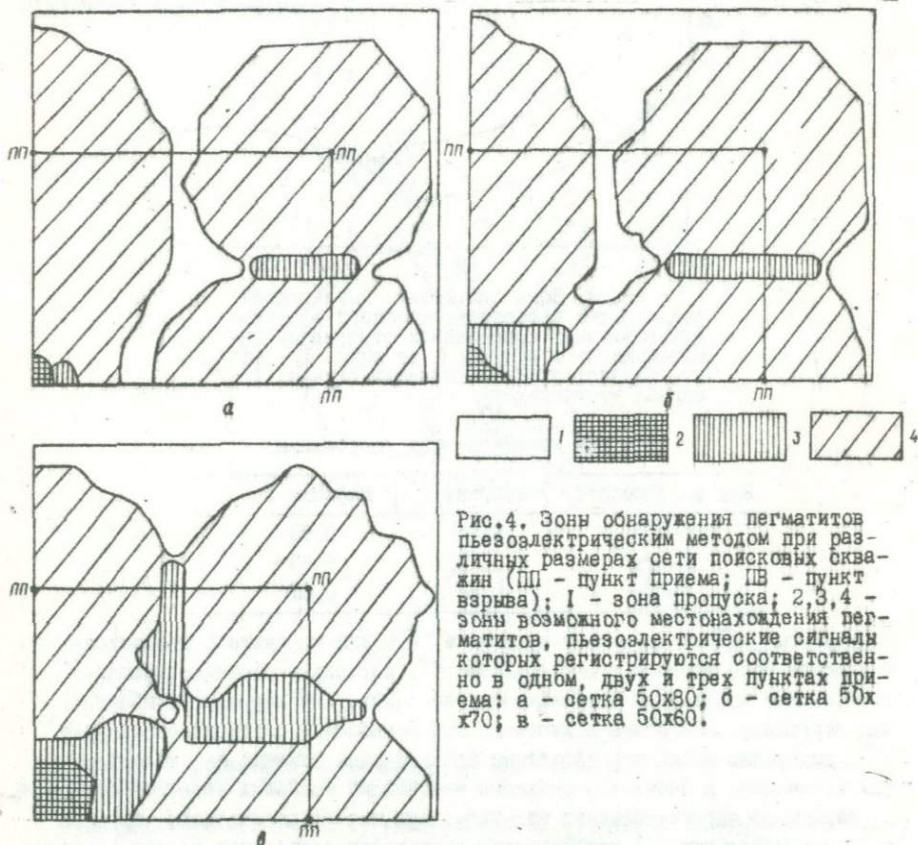


Рис.4. Зоны обнаружения пегматитов пьезоэлектрическим методом при различных размерах сети поисковых скважин (ПП - пункт приема; ПВ - пункт взрыва); 1 - зона пропуска; 2,3,4 - зоны возможного местонахождения пегматитов, пьезоэлектрические сигналы которых регистрируются соответственно в одном, двух и трех пунктах приема: а - сетка 50x80; б - сетка 50x70; в - сетка 50x60.

Формула (8) для варианта I, гарантирующего обнаружение кварцевого тела, была использована для оценки возможности пропуска искомого тела с различными сетками наблюдения. На рис.4 показана зона пропуска, т.е. если искомое тело находится в пределах этой зоны и выполняется соотношение (8), то пьезоэлектрический сигнал не регистрируется ни в одном

из пунктов наблюдения. Вероятности пропуска (отношение площади зоны пропуска к площади сетки) для сеток 50x80, 50x70 и 50x60 оказываются соответственно равными 0,20, 0,06 и 0. Очевидно, сеть 50x70 оптимальна, т.е. при такой сети вероятность пропуска невелика, но материально-технические затраты существенно меньше, чем для сети 50x60.

Важно отметить, что при существующей сети 50x80 фактическая вероятность пропуска менее 0,2, поскольку отсутствие данных в промежуточной области (см. рис. 3) приводит к повышенным требованиям надежной регистрации сигнала. Кроме того, можно поменять местами пункты наблюдения и врыва и соответственно выделить общую зону пропуска для четырех возможных комбинаций расположения указанных пунктов, что значительно уменьшает вероятность пропуска пегматитов. Изложенное позволяет считать, что при существующей чувствительности пьезоэлектрического метода применяемая сеть 50x80 близка к оптимальной.

Таким образом, применение пьезоэлектрического метода разведки в геологоразведочных работах сокращает объем бурения при детальных поисках и, в частности, позволяет отказаться от дополнительного слушения сети поисковых скважин при отрицательном геофизическом результате.

Л и т е р а т у р а

1. Безборотько Н.И. Граніти Волині і їх пегматіти. - Изв.укр. отд. геол. ком., 1929, вып. 18.
2. Воларович М.П., Соболев Г.А. Пьезоэлектрический метод геофизической разведки кварцевых и пегматитовых жил. М., "Наука", 1969.
3. Гурвич И.И. Сейсмическая разведка. М., Гостехиздат, 1960.
4. Заборовский А.И. Электроразведка. М., ГИТИ, 1963.
5. Личак И.Л. Коростенский магнетический комплекс Волыни. - В кн.: Геология СССР, 5. М., Гостехиздат, 1958.
6. Соболев Г.А., Мигунов Н.И. - Обратная задача электрического диполя в горизонтально-слоистой среде для редкой сети наблюдений. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1972, № 8.

УДК 621.38.650.8

В.Т.Глушко, В.П.Низкошапка, С.И.Скипочка
(Институт геотехнической механики АН УССР, Днепропетровск)

АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЙ ГОРНЫХ МАССИВОВ

Важнейшими задачами при подземных системах разработок полезных ископаемых являются изучения и управление проявления горного давления, обеспечение устойчивости горных пород на период отработки рудного тела. Актуальность этой проблемы особенно возрастает в связи с переходом добычи полезных ископаемых на глубокие горизонты.

Для успешного решения этих задач важное значение имеют методы изучения напряженного состояния массива горных пород непосредственно в условиях шахты, поскольку данные, полученные при исследованиях в горных выработках, наиболее полно отображают процессы, происходящие в горных

массивах. По результатам шахтных наблюдений можно судить о точности определения лабораторными и аналитическими методами проявления горного давления.

Применяемые методы решения горно-геологических задач требуют больших трудозатрат, малоэффективны из-за низкой разрешающей способности.

Наиболее перспективны методы управления горным давлением – использование в шахтных исследованиях геофизического комплекса: радиоволновых, ультразвуковых, магнитных методов сопротивлений. В связи с этим в нашей стране и за рубежом большое внимание уделяется развитию и совершенствованию методов и аппаратуры для решения горно-геологических задач непосредственно в горных выработках.

Из указанных геофизических методов определения напряженных состояний горных массивов перспективным, на наш взгляд, является радиоволновой метод. Влияние электрических и магнитных свойств горных пород на электромагнитное поле, возбужденное передающим устройством в горном массиве, позволяет получить объемную информацию о состоянии массива и процессах, протекающих в нем в период отработки рудного тела.

Немаловажное значение имеет доразведка рудных тел относительно небольших объемов, пропущенных в процессе отработки основных залежей, выявление карстовых полостей, пустых или заполненных водой, отбойка контура рудного тела и вмещающей породы, необходимых для выбора рациональной системы разработки. Правильное решение этих вопросов является необходимым условием эффективности горнорудного производства. Для выполнения этого условия применяется возвратный радиоволновой метод (радиолокационный метод) с непрерывной частотой излучения сигнала.

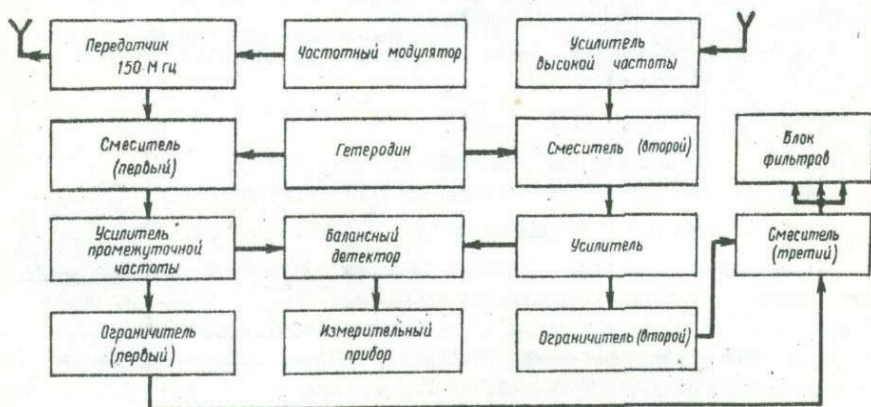


Рис. I. Блок-схема РЛС.

В Институте геотехнической механики разработана, изготовлена и в настоящее время проходит лабораторные испытания радиолокационная установка, блок-схема которой приведена на рис. I.

Передачик. В качестве устройства питающего излучающую рупорную антенну в РЛС используется ЧМ передачик (рис.2,а) с несущей частотой колебаний 150 Мгц. Использование частотной модуляции основывается на необходимости однозначного определения расстояния от точки излучения до зоны отражения, величина которой 10-30 м.

Выделение отраженного сигнала происходит после смесителя, на котором суммируются излучаемые и отраженные колебания.

Задающий генератор передачика представляет собой кварцевый автогенератор, работающий на пятой механической гармонике кварца на частоте 10 Мгц. Собран генератор на одной половине двойного триода 6Н15П. Выделение пятой гармоники осуществляется на колебательном контуре, настроенном на частоту 50 Мгц. На другой половине триода собран утритель частоты, выходной контур которого настроен на частоту 150 Мгц. Частотная модуляция осуществляется на контуре задающего генератора методом подачи пилообразного напряжения на подключенный параллельно контуру варикап - Д-902. Пилообразное напряжение, питающее варикап, вырабатывается релаксационным генератором, собранным на диносторе КН102А. Амплитудное значение пилообразного напряжения составляет 12 в. Рабочая точка варикапа задается запирающим напряжением порядка 4 в.

После выделения на контуре утрителя несущей частоты 150 Мгц колебания усиливаются двухполупериодным усилителем мощности, собранным на двойном тетраде 1У-32. Связь генератора с усилителем индуктивная. Поскольку усилитель работает в режиме класса В, для снижения нелинейных искажений в качестве нагрузки используется параллельный колебательный контур, настраиваемый на несущую частоту. Связь фидера с усилителем осуществляется с помощью катушки связи, которая образует с подстроечным конденсатором последовательный колебательный контур. Такая развязка позволяет точнее произвести согласование питающего устройства (в нашем случае усилителя мощности) с антенно-фидерным устройством (коаксиальный кабель - рупорная антенна).

Конструктивно передачик выполнен на латунном шасси. Развязка между контурами генератора и усилителя достигается благодаря размещению первых в подвале шасси, а вторых снаружи. Цепи питания обеих ламп развязаны по высокой частоте с помощью ВЧ-дресселей и проходных емкостей. Весь блок передачика экранирован с наружной стороны латунной сеткой, которая одновременно способствует теплообмену. Вывод энергии электромагнитных колебаний осуществляется через высокочастотный разъем СР-75-2854.

Изготовленный передающий блок имеет следующие электрические характеристики:

Рабочая частота, Мгц	150
Глубина модуляции регулируется, Мгц	В пределах 0,5-2
Модуляция	Частотная (ЧМ)
Выходная мощность, Вт	10
Нестабильность частоты	$\pm 3 \cdot 10^{-5}$
Питание от сети переменного тока напряжением, в 36, 127	

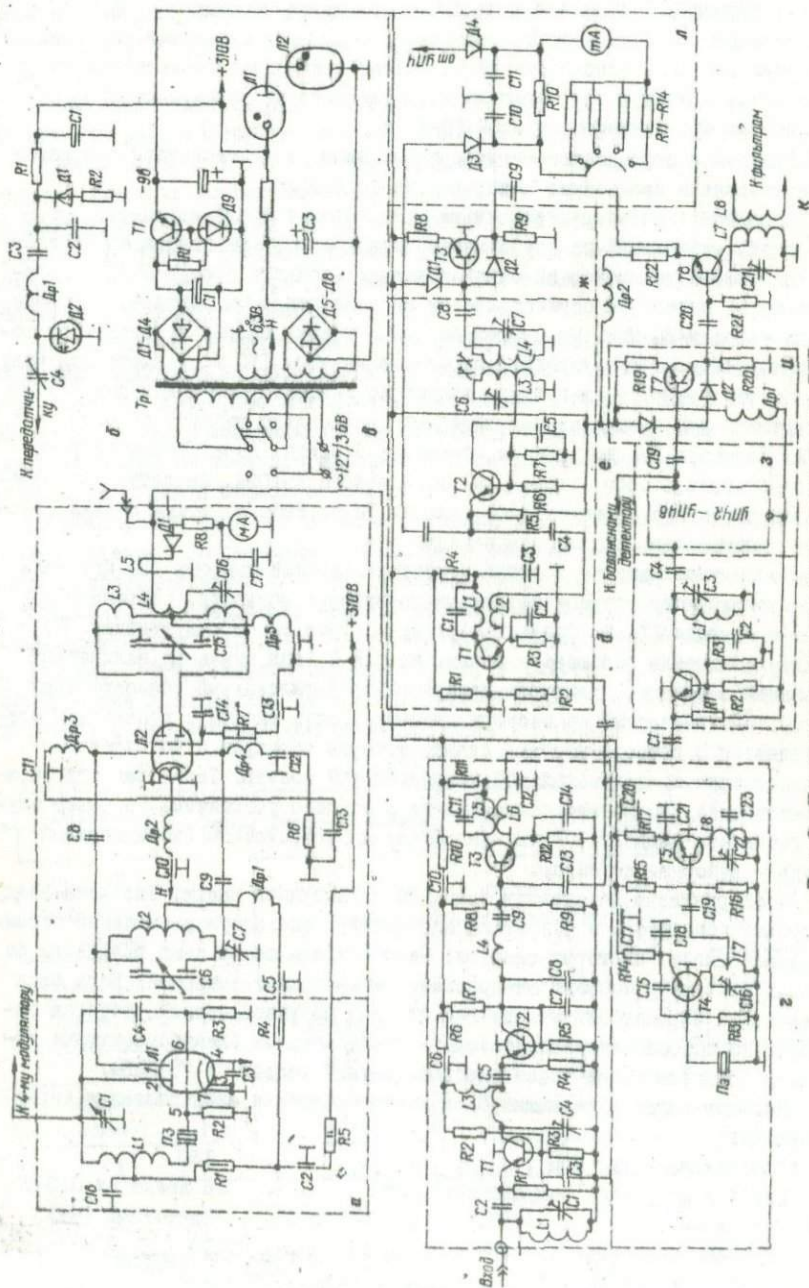


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема РЭС.

Составной частью РЛС является приемное устройство отраженных сигналов, во многом определяющее разрешающую способность всей станции.

С учетом технологических трудностей изготовления каскадов устройства на частотах 135–165 Мгц выбрана блок-схема приемного устройства (см. рис. 1), в которой входной высокочастотный сигнал ($f = 160$ Мгц) понижался до частоты 5 Мгц.

Принцип работы устройства следующий. Отраженные от объекта исследований (рудное тело или любая другая неоднородность с резким перепадом электромагнитных свойств) сигналы поступают на усилитель высокой частоты (УВЧ), затем совместно с сигналами гетеродина подаются на преобразователь I (см. рис. 1).

Преобразованные сигналы частотой 5 Мгц усиливаются шестикаскадным УПЧ. Усиленные сигналы подаются на смеситель. На этот же смеситель поступают сигналы генератора УКВ, преобразованные с помощью гетеродина II в 5 Мгц. С выхода смесителя разностный сигнал, пропорциональный расстоянию до неоднородности, поступает на частотомер для определения его частоты, а затем для контроля в блок фильтров, проградуированных по частоте и снабженных сигнальной лампочкой. Сигнальная лампочка имеется в каждом фильтре и загорается с момента поступления сигнала на данный фильтр.

Приемное устройство РЛС определяет основные параметры станции, дальность действия его зависит от предельной чувствительности приемника. Увеличение дальности действия РЛС путем повышения мощности $P_{\text{п}}$ передатчика создает технические трудности и неоправданно, поскольку энергия в основном расходуется на нагревание горной породы – среды, в которой распространяется электромагнитная волна.

Реальная возможность увеличить дальность действия радиолокационной станции заключена в повышении предельной чувствительности приемника. В нашем устройстве для снижения уровня шумов приемника применен усилитель высокой частоты.

Усилитель высокой частоты (УВЧ) является входным каскадом приемника, в котором усиливается принимаемый сигнал.

УВЧ – шестикаскадный с одиночными настроенными в коллекторных цепях контурами и емкостной связью с последующими каскадами. В усилителях такого типа легче провести настройку контура и согласование между каскадами. В качестве преобразователя сигнала применен преобразователь частоты с отдельным гетеродином.

Достоинства такой схемы – возможность использования транзисторов с меньшей граничной частотой, несложность подбора оптимальных режимов, независимость транзисторов, работающих в смесителе и гетеродине – подтвердились при изготовлении устройства.

Схема приемника питается от совместного с передатчиком блока питания.

Принципиальная схема приемника изображена на рис. 2.

Рассмотрим принцип действия некоторых каскадов приемника.

Преобразователь частоты. Назначение этого каскада — преобразовывать высокую частоту принимаемого сигнала в промежуточную частоту. При построении таких устройств важным моментом является сопряжение контура гетеродина с выходными контурами настроенными на частоту принимаемого сигнала. В нашем устройстве сопряжение контуров достигается методом параллельного и последовательного включения добавочных конденсаторов, что позволило получить сопряжение в трех точках 1, 2 и 3, соответствующих частотам f_1, f_2, f_3 .

Усилитель промежуточной частоты (УПЧ). Принцип работы каскада УПЧ следующий (рис. 2, б). Сигнал, поданный с преобразователя частоты, поступает через разделительный конденсатор C_{24} на базу транзистора, откуда усиленный выделяется на контуре $L_{10} C_{20}$, который включен в коллекторную цепь транзистора. Колебательный контур L_{10}, C_{20}, C_{26} настроен на промежуточную частоту 5 Мгц.

Работа УПЧ принципиально не отличается от работы обычного усилителя. Для усиления транзистором электрических сигналов произвольной формы между его электродами (коллектором, базой, эмиттером), прилагается постоянная напряжение от внешнего источника.

Для устранения взаимовлияния каскадов УПЧ все цепи коллекторов соединены параллельно и питаются от одного общего источника питания. В качестве дополнительного средства развязки применены развязывающие фильтры f_p, C_p . Величина тока покоя выходной цепи между базой и эмиттером транзистора создается разностью потенциалов в соответствии с его статическими характеристиками. Для смещения во входные цепи транзисторов подано напряжение от источника коллекторного питания. Отрицательное смещение на базу транзистора подается через резистор R_{19} , сопротивление которого во много раз больше сопротивления перехода база — эмиттер постоянного тока.

При этом ток смещения базы $I_c(I_b)$, текущий через резистор, равен отношению питающего напряжения к сопротивлению резистора и не меняется при изменении температуры, старении и замене транзистора. Для нормальной работы транзистора в схеме введена стабилизация точки покоя транзистора. Ток покоя выходной цепи усилительного каскада в рабочих условиях не должен сильно отклоняться от величины, обеспечивающей нормальную работу. В противном случае свойства каскада ухудшаются и он может выйти из строя. Для осуществления высокой стабильности точки покоя в нашем устройстве применена схема эмиттерной стабилизации.

Согласование между каскадами улучшается схемой с общим эмиттером и контуром в цепи коллектора. Связь между каскадами емкостная.

Чувствительность УПЧ не хуже 1 мкв. Коэффициент усиления одного каскада УПЧ — II, напряжения необходимое для работы оконечного устройства — I-3 в.

Коэффициент усиления УПЧ равен 100–120 дБ, отношение сигнал : шум – 25 дБ, потребляемый ток 15–18 ма при напряжении питания – 8–9 в.

Смеситель. В нашей РЛС для выделения разностного сигнала используется широко распространенное устройство, известное под названием детектора отношений или смесителя (рис.2,в). Особенностью детектора отношения является то, что сумма выходных напряжений плеч U_1 , U_2 остается постоянной. При изменении частоты изменяется только отношение указанных напряжений U_1/U_2 . При отсутствии расстройки условия работы детекторов выбираются одинаковыми и коэффициенты детектирования $KD_1 = KD_2$.

Устройство работает следующим образом. Переменная составляющая тока первого диода D_1 загорачивается через емкости C_{58} , C_{59} , а второго диода D_2 – через емкости C_{57} , C_{59} . Постоянные составляющие обоих диодов равны, так как они протекают по одной и той же цепи, состоящей из индуктивности второго контура, первого диода, сопротивления $R_{обн}$ и второго диода D_2 .

Отклонение частоты сигнала f_c от разностной частоты f_p настройки частотного детектора, приводит к появлению выходного напряжения за счет неравенства коэффициентов детектирования и напряжений U_1 , U_2 . Это разностное напряжение, соответствующее определенной частоте, пропорционально расстоянию до зоны отражения, поступает в блок фильтров и регистратора.

Узким местом в подобных установках, используемых в подземной геофизике, являлось антенно-фидерное устройство (АФУ). При построении АФУ должны выполняться условия согласования передачи энергии от генератора-передатчика во вмещающие породы и прием отраженной от неоднородности энергии приемным устройством.

В условиях горной выработки лучше всего использовать рупорные антенны [1, 2]. Учитывая, что выходная мощность передатчика 10 вт, рабочая частота, выбранная с учетом горно-геологических задач и условий горных выработок, равна 150 МГц, использовался волновод размером 120x10x300 мм. Подвод энергии от передатчика к волноводу осуществлялся через высокочастотный коаксиальный кабель РК-50 (РК-19) с волновыми сопротивлением $\rho = 50$ ом. Форма излучающего штыря и место его установки в волноводной части выбиралась экспериментально.

Для согласования условий колебания рабочей частоты с волноводной и рупорными частями антенны (обычно рупорные антенны используются в сантиметровом диапазоне) могут применяться различные диэлектрические наполнители (высокочастотная керамика, жидкости) с требуемой диэлектрической проницаемостью ϵ и низким тангенсом диэлектрических потерь $\tan \delta$.

В разрабатываемой нами рупорной антенне применялась керамика, изготовленная на основе двуокиси титана TiO_2 . При необходимости рупорная часть антенны по всей длине может заполняться слоями керамики с плавным понижением ϵ .

На выходе рупорной части установлена ускоряющая линзовая антенна толщиной $\lambda/4$. Толщина линзы выбиралась из расчета исключения отраженной энергии от края антенны в рупор. Назначение самой линзы — обеспечить на выходе из антенны плоскую форму волны и согласовать сопротивление излучения антенны со средой, в которой распространяются высокочастотные колебания (горные породы массивов).

Линзовая антенна — четвертьволновая вставка, которая легко снимается и при изменении параметров горных пород массива может заменяться.

Для определения электрических и магнитных параметров горных пород в массиве с целью установления выходных параметров антенн (передающей и приемной) успешно используется шактный измеритель электрических и магнитных свойств горных пород — ШИЭМС. Прибор ШИЭМС имеет многоцелевое назначение, внедрен на руде шахт Кривбасса и на наш взгляд должен входить в комплект РЛ станции.

Методика расчета антенны и используемых в ней линз подробно описаны [3-5].

Изготовленная антенна несколько отличается от расчетной. Основные характеристики изготовленного секториального рупора, расширяющегося в Н-плоскости следующие:

КНД (коэффициент направленного действия антенны)	50
Угол раскрытия рупора, γ , град	50
Общая длина антенны, см	60
Раскрытие рупора, см	40
Ширина диаграммы направленности по нулевым значениям главного лепестка в плоскости θ , град	57
Сопротивление излучателя возбуждающего штыря, ом	5
Общий вес антенны с заполнителем, кг	6
КБВ (коэффициент бегущей волны)	0,9-0,95

В РЛС передающая и приемные антенны разносятся на расстояние, достаточное для исключения наводок от передатчика, и устанавливаются на треноги с устройством, позволяющим плавно вращать антенны в плоскости E, H с отсчетом угла.

Таким образом, при успешном аппаратурном исполнении, поставленные задачи перед подземной геофизикой, вполне разрешимы.

Л и т е р а т у р а

1. Марков В.Н., Хитаров Ю.И. Использование принципов радиолокации для целей рудной разведки. — Информ. сб., 1957, № 8.
2. Борисов Б.Ф., Петровский А.Д. Антенны для подземных радиолокационных измерений. Рудная геофизика. — Тр. ЦНИИГРИ, 1968, вып. 74.
3. Марков Г.Т. Антенны. М., Госэнергоиздат, 1960.
4. Дорохов А.П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Изд. Харьковского ун-та, 1960.
5. Жубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Изд. Харьковского ун-та, 1960.

СОДЕРЖАНИЕ

Сомов В.И. Современные вертикальные движения земной коры западных районов Украины	3
Кудельский В.В., Бородулин М.И. К вопросу о связи динамических явлений в Донбассе с глубинными разломами.	9
Омельченко В.Д. О природе промежуточного слоя в Днепровско-Донецкой впадине	17
Васильев Ю.А. Определение эффективной скорости по продольным годографам отраженных волн	27
Омельченко В.Д. К определению скоростных параметров разреза осадочной толщи Донецкого бассейна и Днепровско-Донецкой впадины при использовании волн разных типов.	32
Чехов В.Н. О закритическом поведении складок в слоях горных пород, расположенных в земной толще.	38
Сагалова В.А., Матвеева Н.Н. Скоростное строение верхней мантии в юго-восточной части Карпат.	43
Омельченко В.Д. О возможности использования затухания сейсмических волн при исследовании кристаллического фундамента в условиях, близких к экранированию	52
Мельничук М.И. К вопросу о природе границ раздела земной коры	58
Васильев Ю.А., Ганженко А.С., Герасименко А.Н., Лизанец М.Г. К теории управляемых приемно-излучающих интерференционных систем в сейсморазведке МОВ	65
Галаган Б.А. Основные особенности суммарного поля многократных волн и его влияние на прослеживание отраженных волн от межселевых отложений северной части Припятской впадины	78
Орищенко И.В. К вопросу о подобию тепловых явлений	90
Кулик С.Н., Рокитянский И.И. Особенности частотных зависимостей аномального поля МЭП проводника переменного сечения	96
Шуман В.Н. Дирекционный анализ синхронных магнитовариационных наблюдений	100
Менделуца В.М. О точке записи дипольных электрических зондирований	103
Белаш В.А. Дифференциальные параметры электрозондирования.	104

Гордиенко В.В., Логвинов И.М. О возможной природе Кировоградской аномалии электропроводности	118
Валеев К.А. К вопросу о возможной связи магнитных свойств горных пород с условиями их формирования	119
Корчагин И.И. К решению задачи определения избыточной массы и глубины центра тяжести шаровых тел методом скорейшего спуска..	129
Менделуца В.М. О возможности измерения горизонтальной составляющей напряженности гравитационного поля γ_s	138
Глушко В.Т., Низкошапка В.П., Скипочка С.И., Сай В.Т. Аппаратура для опрооования на магнитное железо в неокисленных разновидностях железистых кварцитов Кривбасса в естественном залегании	144
Соболев Г.А., Демин В.М., Мигунов Н.И., Филиппов Н.И., Зайков Б.А., Мусский Л.И. Выбор оптимальной сети скважин для поисков пегматитовых тел при использовании пьезоэлектрического метода разведки	151
Глушко В.Т., Низкошапка В.П., Скипочка С.И. Аппаратура для определения состояний горных массивов	157

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА УКРАИНЕ

Печатается по постановлению ученого совета
Института геофизики АН УССР

Редактор Ж.Е.Квятковская
Художественный редактор Н.И.Возный
Технический редактор И.М.Баяджиева
Корректор А.Н.Науменко

Информ. Бланк № 864.
БФ 01693. Подписано в печать 9.П 1977 г. Формат 60x84 1/16. Бумага
офс. № 2. Усл. печ. листов 10. Учетно-изд. листов 10,36. Тираж 500.
Зак. № 7-119. Изд. № 317. Цена 1 руб. 4 коп.

Издательство "Наукова думка", 252601, Киев-4, ГСП, ул. Репина, 3.
Киевская книжная типография научной книги республиканского производ-
ственного объединения "Полиграфкинига" Госкомиздата УССР, 252004, Киев-4,
ул. Репина, 4.

УДК 551.2

Современные вертикальные движения земной коры западных районов Украины. Сомов В.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 3-9.

Результаты проведенных исследований значительно расширили территорию современного поднятия, выявленного в районе Львова. Западная его граница совпадает с краевой частью восточно-Европейской платформы.

Ил. 3. Список лит.: 9 назв.

УДК 551.243.08:622.83.03.

К вопросу о связи динамических явлений в Донбассе с глубинными разломами. Кудельский В.В., Бородулин И.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 9-17.

В Донецком бассейне установлена латеральная зональность динамических явлений, контролируемая наиболее мобильными элементами земной коры - глубинными разломами магматического заложения. Выявленная региональная пространственная взаимосвязь, очевидно, имеет генетическую основу. Зоны глубинных разломов следует рассматривать как районы, потенциально опасные по динамическим явлениям в горных выработках шахт.

Ил. 1. Список лит.: 25 назв.

УДК 550.831

О природе промежуточного слоя в Днепровско-Донецкой впадине. Омельченко В.Л. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 17-27.

Сформулированы проблемы, которые возникли при исследовании глубинного строения Днепровско-Донецкой впадины (Донбасс) в свете прогнозирования поисков месторождений полезных ископаемых.

Проведен анализ волнового поля в целом для региона с учетом всех волновых параметров, а также возможности учета рефракции и термодинамических условий при расшировке природы сейсмических границ и слоев.

Сделан вывод о рациональной методике исследования глубинной структуры земной коры в условиях Днепровско-Донецкой впадины (Донбасс).

Ил. 6. Список лит.: 28 назв.

УДК 550.834.5

Определение эффективной скорости по непродольным голографам отраженных волн. Васильев И.А. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 27-31.

Рассмотрены способы определения эффективной скорости по данным непродольных профилей и взаимно сопряженных крестовых зондирований при сейсморазведке МОБ. В случае плоской отражающей поверхности для определения скорости используются значения градиентов времени голографа по линии непродольного профиля произвольной формы для выбранной точки наблюдения. При криволинейной отражающей поверхности для определения скорости используются значения градиентов времени поверхностных голографов отраженных волн во взаимных точках крестовых зондирований МОБ.

Список лит.: 2 назв.

УДК 550.834:2

К определению скоростных параметров разреза осадочной толщи Донецкого бассейна и Днепровско-Донецкой впадины при использовании волн разных типов, Смелыченко В.Д. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 32-38.

Проанализированы и апробированы некоторые способы определения скоростных параметров слабоградиентных и слоисто-градиентных сред по прямым рефрагированным волнам для условий Донецкого прогиба и Днепровско-Донецкой впадины относительно кажущихся скоростей.

Сделано заключение, что в основном только способ О.К.Кондратьева наиболее устойчив при колебаниях кажущихся скоростей и наиболее эффективен для получения скоростных параметров в условиях слоисто-градиентных сред.

Ил.2. Список лит.: 15 назв.

УДК 539.3

О закритическом поведении складок в слоях горных пород, расположенных в земной коре, Чахов В.Н. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 38-43.

Изложена постановка и приведены основные уравнения, построенные в рамках гипотез Кирхгофа - Лява, необходимые для исследования вопроса о закритическом развитии зародившейся в слоях горных пород складчатости различной формы. Для линейной складчатости построено решение исходных уравнений и выполнен их анализ. Проведено сравнение результатов данной работы и результатов, полученных по приближенному подходу в теории устойчивости.

Табл.2. Список лит.: 7 назв.

УДК 550.311

Скоростное строение верхней мантии юго-восточной части Карпат, Сагалова В.А., Матвеева Н.Н. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 43-51.

Сравнение найденных скоростных разрезов для карпатского региона с известными разрезами верхней мантии Европы показывает, что наша кривая $V(H)$ лежит в области больших значений скорости.

Ил.3. Табл.1. Список лит.: 11 назв.

УДК 550.834

О возможности использования затухания сейсмических волн при исследовании кристаллического фундамента в условиях, близких к экранированию, Смелыченко В.Д. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 52-58.

Установлено, что характер зависимости коэффициентов поглощения и скоростей сейсмических волн позволяет отделить кристаллический фундамент от высокоскоростных осадков в условиях, близких к экранированию.

Ил.2. Табл.2. Список лит.: 4 назв.

УДК 551.24.241

К вопросу о природе границ раздела земной коры, Мельничук М.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 58-65.

На основании расчетных данных о изменении с глубиной физико-механических свойств горных пород намечаются четыре предполагаемые границы раздела земной коры. Граница изотропного геостатического давления горных пород, соответствующая глубине их залегания 40-45 км, рассматривается как поверхность Мохо. Ее положение в пределах различных геоструктурных элементов земной коры связывается с перемещением поверхности физико-механических свойств горных пород в зависимости от мощности вышележащих пород, их удельного веса, способа передачи нагрузки этих пород на нижележащие слои и т.д.

Список лит.: 28 назв.

УДК 550.834:62I.39I.15

К теории управляемых приемно-излучающих интерференционных систем в сейсморазведке МОВ. Васильев В.А., Ганженко А.С., Герасименко А.Н., Лизанец М.Г. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 65-78.

Дается систематическое описание с единой точки зрения методов обработки сейсмических записей, использующих направленность соответствующих интерференционных систем (ИС) либо на излучении (МУИФ), либо на приеме (МРНИ, МОГТ), либо одновременно и на излучении и на приеме (АСЛ) сейсмических колебаний.

Получены оценки разрешающей способности основных методов обработки сейсмических записей (МРНИ, МУИФ, МОГТ, АСЛ) по искомым - геометрическим и скоростным параметрам среды - в соответствии с основной задачей сейсморазведки МОВ и выполнено их сопоставление по отношению к разрешающей способности метода активной сейсмолокации (АСЛ).

Делается вывод о наличии дополнительных возможностей в разрешающей способности метода АСЛ по сравнению с другими методами обработки сейсмических записей, не использующими одновременно направленности ИС на излучении и приеме сейсмических колебаний.

Ил.3. Список лит.: 7 назв.

УДК 550.834.5(476)

Основные особенности суммарного поля многократных волн и его влияние на прослеживание отраженных волн от межсолевых отложений северной части Припятской впадины. Галаган Е.А. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 78-90.

Путем расчета теоретических сейсмограмм на ЭВМ БЭСМ-6 для моделей сред, построенных по данным акустического каротажа, изучены характеристики суммарного поля многократных волн в различных диапазонах частот. Показано, что одним из наиболее значимых факторов, определяющих уровень многократных волн, является строение верхнесоленосной (глинисто-галитовой) подтолщи.

В разрезах с сильной скоростной дифференциацией верхнесоленосных отложений выделение волны от межсолевых отложений на высоких частотах будет зависеть как от строения покрывающей толщи, так и межсолевых отложений. В разрезах со слабой скоростной дифференциацией покрывающей толщи выделение волны от межсолевых отложений на средних и высоких частотах будет определяться строением межсолевых отложений.

Ил.4. Табл.2. Список лит.: 6 назв.

УДК 550.36:512

К вопросу о подобии тепловых явлений. Орищенко И.В. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 90-95.

В результате анализа размерности характерных для термодинамических явлений внутри Земли величин, а также анализа дифференциального уравнения теплопроводности совместно с условиями однозначности, с последующим подобным преобразованием полученного решения, дается вывод критериев температурного подобия модели (лабораторный эксперимент с образцом) и природы (недра Земли). На основании полученных критериев температурного подобия с учетом погрешности определения температуры в модели приводится формула для оценки линейного размера природы, в пределах которой с некоторой степенью приближенности температурные условия должны быть такими же, как и на модели.

Табл.1. Список лит.: 6 назв.

УДК 550.273

Особенности частотных зависимостей аномального поля МВЧ проводника переменного сечения. Кулик С.Н., Рокитенский И.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 96-100.

По материалам физического моделирования трехмерных проводников, встречающихся при исследованиях методом магнито-вариационного профилирования, проанализированы частотные характеристики аномальных электромагнитных полей. Данные анализа проиллюстрированы на примере интерпретации Кировоградской аномалии магнито-теллурического поля.

Ил.3. Список лит.: 6 назв.

УДК 550.837.6

Дирекционный анализ синхронных магнитовариационных наблюдений. Шуман В.Н. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с.100-103.

Получен алгоритм определения направления и величины горизонтальной компоненты волнового вектора неоднородной плоской волны, аппроксимирующей поле индивидуальной геомагнитной вариации, по комплексным амплитудам геомагнитного поля, зарегистрированным синхронно в двух разнесенных пунктах.

Список лит.: 2 назв.

УДК 550.837.311

О точке записи дипольных электрических зондирований. Менделуца В.М. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с.103-104.

На основании моделирования на электропроводной бумаге получены кривые кажущегося электрического сопротивления над перемещаемым круговым цилиндром при неподвижных электродах установки. Сделан вывод, что точку записи кажущегося сопротивления в установках дипольного зондирования надо относить к середине подвижного диполя.

Список лит.: 4 назв.

УДК 550.837

Дифференциальные параметры электровондирования. Белая В.А. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с.104-112.

Рассматриваются особенности поведения функций $\frac{\partial R}{\partial m}$ и $\frac{\partial R}{\partial t}$ при $\rho = \frac{1}{k}$, k - результат преобразования Ханкеля функции кажущегося сопротивления по параметру m . Показаны их преимущества по сравнению с функцией k , обычно используемой при интерпретации.

Ил.3. Список лит.: 4 назв.

УДК 550.837+550.36

О возможной природе Кировоградской аномалии электропроводности. Гордиенко В.В., Логанов И.М. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 113-119.

Рассмотрены различные варианты геологически возможных явлений, объясняющих возникновение в земной коре Кировоградской аномалии электропроводности. Наиболее вероятным признан процесс десерпентинизации части пород "базальтового" слоя. В этом случае глубина залегания аномалии электропроводности составит примерно 30 км, а ее мощность не должна превышать нескольких километров.

Ил.2. Список лит.: 22 назв.

УДК 550.84

К вопросу о возможной связи магнитных свойств горных пород с условиями их формирования. Валеев К.А. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 119-129.

Рассмотрена возможность создания в образцах горных пород магнитной текстуры, связанной с их термомеханической обработкой. Установлено, что по своей природе наиболее близкой к $\frac{1}{2}$ диабазов с шаровой и столбчатой отдельностями Карамалтанской свиты является пьезотермоостаточная намагниченность. Это положение позволяет заключить, что естественная остаточная намагниченность исследованных диабазов образовалась в условиях одновременного воздействия высоких давлений и температур.

Ил.5. Табл.1. Список лит.: 20 назв.

УДК 550.831:681.3:51

К решению задачи определения избыточной массы и глубины центра тяжести шаровых тел методом ускоренного спуска. Корчагин И.Н. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 129-138.

Исследуется характер поведения целевой функции (среднеквадратического приближения между наблюдаемым и подбираемым полями) в окрестностях минимума при использовании шаров в качестве аппроксимирующих ячеек. Установлено, что целевая функция имеет "овражный" вид. Минимизация такой функции требует использования специальных алгоритмов.

Ил.6. Список лит.: 4 назв.

УДК 550.312

О возможности измерения горизонтальной составляющей напряженности гравитационного поля γ . Менделуца В.М. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 138-144.

Предлагается способ измерения горизонтальной составляющей ускорения силы тяжести γ , и идея прибора для ее определения. Дан расчет, конструкция прибора и методика наблюдений и обработки для получения этой составляющей. Приводятся таблицы значений среднего радиуса кривизны Земли для широт и значения одного метра дуги эллипсоида в долях секунды.

Ил.4. Табл.1. Список лит.: 6 назв.

УДК 621.396

Аппаратура для опробования на магнитное железо в неокисленных разновидностях железистых кварцитов Кривбасса в естественном залегании. Глушко В.Т., Низкошапка В.П., Скипочка С.И., Сай В.Т. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 144-151.

Описывается аппаратура и метод измерения магнитных компонент в неокисленных рудах и кварцитах, содержащих магнетит. Приведены результаты внедрения прибора ШИМС на месторождении Кривбасса.

Ил.4.

УДК 550.312

Выбор оптимальной сети скважин для поисков пегматитовых тел при использовании пьезоэлектрического метода разведки. Соболев Г.А., Демин В.М., Матунов Н.И., Филлипов Н.И., Зайков В.А., Мусский Л.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 151-157.

Существующий способ поиска пегматитов по геологическим данным не позволяет полностью описать пространственное распределение пегматитовых тел и для этого во многих случаях требуется значительный объем дополнительного бурения. Дается геофизическое обоснование детальных поисков пегматитов на основе пьезоэлектрического метода разведки. По результатам теоретического анализа, лабораторных исследований и полевых наблюдений на Волныи делается вывод о том, что при использовании пьезоэлектрического метода разведки пегматитов применяемая сеть поисковых скважин 50x80 близка к оптимальной. Таким образом, геофизическое заключение о наличии пегматитов позволяет улучшить эффективность и экономичность поиска пегматитовых тел по геологическим данным.

Ил.3. Табл.2. Список лит.: 6 назв.

УДК 621.38.550.8

Аппаратура для определения состояний горных массивов. Глушко В.Т., Низкошапка Б.П., Скипочка С.И. - Новые результаты геофизических исследований на Украине, 1977, с. 157-164.

Рассмотрена эффективность использования радиолокационной станции для измерения напряженного состояния горного массива. Результаты лабораторных испытаний подтвердили высокую чувствительность и точность определения расстояния радиолокационной станцией.

Ил.2. Список лит.: 5 назв.

1 руб. 4 коп.

2215

„НАУКОВА ДУМКА “